

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

TOURS. — IMPRIMERIE DESLIS FRÈRES.

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, G. LIPPMANN, L. POINCARÉ,

ET

MM. B. BRUNHES, M. LAMOTTE et G. SAGNAC,
adjoints à la rédaction,

AVEC LA COLLABORATION

D'UN GRAND NOMBRE DE PROFESSEURS ET DE PHYSICIENS.

QUATRIÈME SÉRIE.

TOME IX. — ANNÉE 1910.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

3, RUE DE LA SANTÉ (13^e)

1910

IRIS - LILLIAD - Université Lille 1

JOURNAL DE PHYSIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

MOUVEMENT BROWNIEN ET MOLÉCULES (1) ;

Par M. JEAN PERRIN.

I

1. Quand nous regardons un liquide en équilibre, par exemple de l'eau dans un verre, toutes les parties de ce liquide nous paraissent complètement immobiles. Si nous y plaçons un objet plus dense, cet objet tombe, exactement selon la verticale s'il est sphérique, et finit toujours par atteindre le fond du vase. Nous savons bien enfin que, lorsqu'il est au fond, il ne se met pas à remonter, et c'est même là une façon d'énoncer le principe de Carnot (impossibilité du mouvement perpétuel de seconde espèce).

Ces notions si familières ne sont bonnes pourtant que pour l'échelle de grandeurs à laquelle notre organisme est accoutumé, et il suffit d'examiner au microscope de petites particules situées dans un fluide quelconque, pour observer que chacune d'elles, au lieu de prendre, selon sa densité, un mouvement régulier de chute ou d'ascension, se trouve au contraire animée d'un mouvement parfaitement irrégulier. Elle va et vient, s'arrête, repart, *monte*, descend, *remonte encore*, sans tendre aucunement vers l'immobilité. C'est là le **mouvement brownien**, ainsi nommé en souvenir du naturaliste Brown, qui le signala en 1827 et reconnut que les parcelles en suspension s'agitent d'autant plus vivement qu'elles sont plus petites.

Je vais essayer de vous montrer ce phénomène, mais la projection

(1) Conférence faite à la Société française de Physique, le 15 avril 1909. (Voir pour plus de détails les *Ann. de Ch. et Phys.*, septembre 1909.)

est difficile, et je crois bon de détailler les précautions qui m'ont permis d'arriver à un résultat que les plus éloignés d'entre vous trouveront sans doute encore insuffisant. On forme dans la préparation l'image d'un arc électrique (ou mieux du soleil), en arrêtant par une cuve pleine d'eau la plus grande partie des rayons calorifiques non lumineux. Les rayons renvoyés par les particules traversent, comme pour l'observation directe, un objectif à immersion et un oculaire à fort grossissement, et sont alors rabattus horizontalement par un prisme à réflexion totale de façon à donner l'image des grains sur un écran de verre dépoli (quadrillé de préférence, pour avoir des repères), au delà duquel vous vous trouvez. La lumière est ainsi mieux utilisée qu'avec un écran ordinaire qui en diffuserait une grande partie dans des directions où ne se trouve aucun observateur. Le grossissement peut s'élever utilement à 10 000 diamètres.

Mais il faut surtout se procurer une émulsion appropriée. Dans les rares essais de projection qu'on a faits jusqu'à présent, le diamètre des grains était de l'ordre du micron, et leur image est difficilement perceptible au delà de 3 mètres (du moins avec la lumière de l'arc). Des grains moins gros sont encore moins visibles, et l'on est conduit à cette conclusion qu'il vaut mieux projeter des gros grains que des petits. Il est vrai que leur agitation est moins grande, mais elle reste encore très suffisante pour qu'on puisse reconnaître ses caractères essentiels.

Il faut donc savoir préparer des particules dont le diamètre soit de plusieurs microns, et cela est également désirable en ce qui regarde l'étude expérimentale proprement dite du mouvement brownien. Je vous dirai dans un instant comment je suis parvenu à obtenir de gros grains sphériques de gomme-gutte ou de mastic. Avec de tels grains, dans cette salle, où l'on a fait une obscurité rigoureuse, vous pouvez déjà percevoir le mouvement brownien à 8 ou 10 mètres de l'écran.

2. Ce mouvement singulier attira d'abord peu l'attention. Il resta d'ailleurs longtemps ignoré de la plupart des physiciens, et l'on peut supposer que ceux qui en avaient entendu parler le croyaient analogue au mouvement des poussières qu'on voit danser dans un rayon de soleil, sous l'action des faibles courants d'air que provoquent de petites différences de pression ou de température.

Il est difficile de fixer avec précision comment est d'abord apparue

et comment s'est développée l'hypothèse qui place dans l'agitation moléculaire l'origine du mouvement brownien. Le premier nom qu'il convient de citer à cet égard est peut-être celui de Wiener qui, presque aux premiers temps du développement de la théorie cinétique de la chaleur, devina que les mouvements moléculaires pouvaient donner l'explication du phénomène (1863).

Quelques années plus tard, vers 1880, les PP. Delsaulx, Carbonnelle et Thirion publièrent diverses Notes sur l'*Origine thermodynamique des mouvements browniens*, où se trouvent des aperçus déjà remarquables. « Dans le cas d'une surface ayant une certaine étendue, disent-ils, les chocs moléculaires, cause de la pression, ne produiront aucun ébranlement du corps suspendu, parce que leur ensemble sollicite également ce corps dans toutes les directions. Mais si la surface est inférieure à l'étendue capable d'assurer la compensation des irrégularités, il faut reconnaître des pressions inégales et continuellement variables de place en place, que la loi des grands nombres ne ramène plus à l'uniformité, et dont la résultante ne sera plus nulle, mais changera continuellement d'intensité et de direction. De plus, les inégalités deviendront de plus en plus apparentes à mesure qu'on supposera le corps plus petit, et par suite les oscillations deviendront en même temps de plus en plus vives... »

Ces réflexions restèrent malheureusement peu connues. Il ne semble pas d'ailleurs qu'on les ait accompagnées d'un effort expérimental suffisant pour écarter l'explication superficielle indiquée il y a un instant; en sorte que la théorie proposée ne s'imposait pas à ceux qui pouvaient en avoir connaissance.

Au contraire, il fut établi par les travaux de M. Gouy (1888) non seulement que l'hypothèse de l'agitation moléculaire donnait du mouvement brownien une explication admissible, mais encore que l'on ne savait imaginer aucune autre cause de ce mouvement. Ces beaux travaux eurent tout de suite un grand retentissement, et c'est de ce temps seulement que le mouvement brownien prit rang parmi les problèmes importants de la Physique générale.

En premier lieu, M. Gouy observa que le mouvement brownien n'est pas dû à des trépidations transmises au liquide, puisque, par exemple, il persiste la nuit, à la campagne, aussi bien que le jour près d'une rue populeuse où passent de lourds véhicules. Il n'est pas dû non plus aux courants de convection qui se produisent dans

les fluides où l'équilibre thermique n'est pas réalisé, car il ne change pas appréciablement quand on se donne beaucoup de peine pour obtenir cet équilibre. On doit donc écarter toute comparaison entre le mouvement brownien et l'agitation des poussières qu'on voit danser dans un rayon de soleil. Aussi bien, dans ce dernier cas, il est aisé de voir que des poussières voisines se meuvent en général dans le même sens, dessinant grossièrement la forme du courant commun qui les entraîne, au lieu qu'un des caractères les plus frappants du mouvement brownien est l'indépendance absolue des déplacements de deux particules voisines, si près qu'elles passent l'une de l'autre. Enfin, ce n'est pas non plus l'éclaircissement inévitable de la préparation qu'on peut incriminer, car M. Gouy put le diviser brusquement par mille, sans modifier du tout le phénomène observé. Toutes les autres causes successivement imaginées ont aussi peu d'action ; la nature même des particules ne paraît avoir aucune importance, et dès lors il est difficile de ne pas penser que ces particules servent simplement à révéler une agitation interne du fluide, ceci d'autant mieux qu'elles sont plus petites, de même qu'un bouchon suit mieux qu'un grand bateau les mouvements des vagues de la mer.

Ainsi apparaît une propriété profonde, éternelle, de ce qu'on nomme un fluide en équilibre. Cet équilibre n'existe que de façon moyenne et pour de grandes masses : c'est un équilibre statistique. En réalité, tout le fluide s'agite indéfiniment et spontanément en des mouvements d'autant plus violents et rapides qu'ils concernent des portions plus petites ; la notion statique de l'équilibre est complètement illusoire.

3. Voici donc une agitation qui se poursuit indéfiniment sans cause extérieure. Il est clair que cette agitation n'est pas en contradiction avec le principe de la conservation de l'énergie. Il suffit que tout accroissement de vitesse d'un grain s'accompagne d'un refroidissement du fluide en son voisinage immédiat, et de même que toute diminution de vitesse s'accompagne d'un échauffement local, nous apercevons simplement que *l'équilibre thermique n'est, lui aussi, qu'un équilibre statistique*. Mais on doit observer, et cette idée très importante est encore due à M. Gouy, que le mouvement brownien n'est pas conciliable avec les énoncés tranchants que l'on donne trop souvent au principe de Carnot. Par exemple, il suffit de suivre des yeux, dans de l'eau en équilibre thermique, une particule plus dense que l'eau, pour la voir à certains instants s'élever

spontanément, transformant ainsi en travail une partie de la chaleur du milieu ambiant. Il ne faut donc plus dire que le mouvement perpétuel de seconde espèce est impossible, mais il faut dire : « *A l'échelle de grandeur qui nous intéresse pratiquement, le mouvement perpétuel de seconde espèce est en général tellement insignifiant qu'il serait déraisonnable d'en tenir compte.* » Au surplus, de telles restrictions ont été posées depuis longtemps, et vous vous rappelez ce *démon* imaginé par Maxwell, qui, assez délié pour saisir individuellement les molécules, ferait à volonté passer, sans travail, de la chaleur d'une région froide à une région chaude. Mais, tant qu'on se bornait à faire intervenir des molécules invisibles, il demeurait possible, en niant leur existence, de croire à la rigueur parfaite du principe de Carnot. Cela ne serait plus raisonnable, à présent que cette rigueur se trouve en opposition avec une *réalité sensible*. L'importance pratique de ce principe n'est d'ailleurs pas atteinte, et je crois n'avoir pas besoin de vous assurer qu'il serait imprudent de compter sur le mouvement brownien pour élever les pierres destinées à construire une maison.

4. Revenons à l'hypothèse moléculaire. Comme vous savez, aussitôt qu'on l'admet, on est conduit à admettre l'existence d'atomes par diverses considérations de chimie et particulièrement par l'étude des substitutions. Quand, par exemple, on dissout du calcium dans l'eau, on chasse seulement la moitié de l'hydrogène qu'elle contient. L'hydrogène de cette eau et, par suite, l'hydrogène de chaque molécule se compose donc de deux parties distinctes. Aucune expérience ne conduisant à en distinguer davantage, il est raisonnable de penser que ces deux parties sont insécables par tous les moyens chimiques, ou, d'un mot, que ce sont des *atomes*. D'autre part, toute masse d'eau, et par suite toute molécule d'eau, pèse 9 fois autant que l'hydrogène qu'elle contient ; la molécule d'eau, qui contient 2 atomes d'hydrogène, pèse donc 18 fois plus que l'atome d'hydrogène. De semblable manière, on établirait, par exemple, que la molécule de méthane pèse 16 fois plus que ce même atome d'hydrogène. On peut atteindre ainsi, par voie purement chimique, en passant par la notion d'atome, le rapport 16/18 du poids de la molécule de méthane au poids de la molécule d'eau.

Or, ce rapport 16/18 est précisément celui des masses de méthane et de vapeur d'eau qui occupent le même volume à l'état gazeux

dans les mêmes conditions de température et de pression. Ces deux masses, ayant même rapport que les molécules des deux sortes, contiennent donc l'une et l'autre autant de molécules. Ce résultat se généralise pour les divers gaz, en sorte que nous retrouvons, de façon expérimentale, l'hypothèse célèbre énoncée par Avogadro, il y a environ un siècle, et reprise un peu plus tard par Ampère :

« Deux gaz quelconques, pris aux mêmes conditions de température et de pression, contiennent sous le même volume le même nombre de molécules. »

On appelle molécule-gramme d'un corps la masse de ce corps qui, à l'état gazeux, occupe le même volume que 2 grammes d'hydrogène à la même température et à la même pression. L'énoncé d'Avogadro équivaut alors au suivant :

Deux molécules-gramme quelconques contiennent le même nombre de molécules.

Ce nombre invariable N est une constante universelle qu'il me semble juste d'appeler **Constante d'Avogadro**. Si on la connaissait, on connaîtrait les masses d'une molécule quelconque et d'un atome quelconque. Le poids de la molécule d'eau, par exemple, est $\frac{18}{N}$; celui de la molécule d'oxygène est $\frac{32}{N}$, et ainsi de suite; de même, le poids de l'atome d'oxygène, obtenu en divisant par N l'atome-gramme d'oxygène est $\frac{16}{N}$, celui de l'atome d'hydrogène est $\frac{1,008}{N}$, et ainsi de suite.

5. Il est, de plus, aisé de voir qu'une détermination de la constante d'Avogadro nous donnerait l'énergie cinétique moyenne de translation des diverses molécules. Détaillons ce point important.

Si chaque fluide est formé de molécules égales en régime permanent de mouvement, la pression qu'il exerce sur les parois qui l'enferment s'explique par les chocs de ses molécules contre ces parois, et, dans le cas des gaz (molécules très éloignées les unes des autres), on peut, grâce à des raisonnements dus à Joule, Clausius et Maxwell, montrer que cette conception entraîne la relation précise

$$pv = \frac{2}{3}nw,$$

où p désigne la pression que n molécules d'énergie cinétique moyenne w développent dans le volume v .

Pour une molécule-gramme, n devient égal à N et pv à RT , T étant la température absolue, et R la constante des gaz parfaits ($83,2 \cdot 10^6$ en unités C. G. S.); l'équation précédente s'écrit alors

$$\frac{2}{3} Nw = RT,$$

ou

$$w = \frac{3R}{2N} T.$$

Or N a même valeur pour tous les corps. L'énergie moléculaire de translation a donc pour tous les gaz la même valeur moyenne, proportionnelle à la température absolue,

$$w = \alpha T.$$

La constante α , qu'on peut appeler **Constante d'énergie moléculaire**, égale à $\frac{3R}{2N}$, est, comme N , une constante universelle.

6. Une troisième constante universelle est enfin atteinte en même temps que N ou α , et se présente dans l'étude des phénomènes d'électrolyse. Vous savez que la *décomposition* par le courant de la molécule-gramme d'un électrolyte donné s'accompagne toujours du transport de la même quantité d'électricité; vous savez que cela s'explique en admettant que, dans tout électrolyte, une partie au moins des molécules se dissocient en *ions* mobiles, porteurs de charges électriques fixes; enfin, si l'on appelle *faraday* la quantité F d'électricité (96 550 coulombs) que laisse passer en se décomposant 1 molécule-gramme d'acide chlorhydrique, vous savez que la décomposition d'une autre molécule-gramme quelconque s'accompagne du passage d'un nombre entier de faradays et que par suite un ion quelconque porte un nombre entier de fois la charge d'un ion hydrogène. Cette charge e se présente ainsi comme indivisible, et forme l'**atome d'électricité** ou électron.

On connaîtra cette constante universelle si l'on détermine N ou α , car on a :

$$Ne = F,$$

c'est-à-dire, en unités électrostatiques C. G. S.,

$$Ne = 96\,550 \cdot 3 \cdot 10^9 = 29 \cdot 10^{13},$$

puisque, à l'état d'ions, l'atome-gramme d'hydrogène, c'est-à-dire N atomes d'hydrogène, charrient un faraday. On atteindrait donc d'un même coup les trois constantes universelles N , e , α . Peut-on y réussir?

7. On a commencé à répondre à cette question et à déterminer de façon approchée la grandeur des molécules, grâce à d'admirables efforts de Clausius, de Maxwell et de Van der Waals, dont je veux résumer la marche.

D'abord on calcule, pour chaque gaz, le carré moyen U^2 de la vitesse moléculaire en partant de l'équation tout à l'heure écrite

$$\frac{2}{3} Nw = RT$$

où $2Nw$ peut être remplacé par MU^2 , M désignant la molécule-gramme du gaz considéré. On trouve ainsi que U est de l'ordre de quelques centaines de mètres par seconde (435 mètres à 0° pour l'oxygène).

Bien entendu, les vitesses moléculaires sont très variables et inégales, mais, dans l'état de régime permanent, la proportion des molécules qui ont une vitesse déterminée reste fixe. En admettant que la probabilité d'une composante x est indépendante des valeurs des composantes y et z , ou encore en admettant que les valeurs de chaque composante sont distribuées autour de la valeur zéro selon la loi du hasard (Laplace-Gauss), Maxwell a pu déterminer la loi de répartition des vitesses moléculaires.

Cette loi permet de calculer la vitesse moyenne Ω , qui n'est pas égale à U (de même que $\frac{a+b}{2}$ n'est pas la racine carrée de $\frac{a^2+b^2}{2}$), mais qui en diffère peu ($\Omega = 0,92U$). Cela fait, cette même loi permet de soumettre au calcul l'hypothèse d'après laquelle le *frottement intérieur* entre deux couches parallèles animées de vitesses différentes résulte de l'arrivée incessante, dans chaque couche, de molécules venues de l'autre couche. Maxwell trouva ainsi que le coefficient ζ de frottement intérieur, ou *viscosité* (*qui est mesurable*), doit être à peu près égal au tiers du produit des trois quantités suivantes : densité absolue δ du gaz (que donne la balance), vitesse moyenne Ω de la molécule (que nous savons calculer), et libre par-

cours moyen L de la molécule (valeur moyenne du chemin qu'une molécule parcourt, en ligne droite, entre deux chocs successifs).

Ce **libre parcours moyen** est donc calculable; par exemple, pour l'oxygène ou l'azote, à la température ordinaire et sous la pression atmosphérique, il est à peu près égal à $\frac{1}{10}$ de micron.

D'autre part, un raisonnement dû à Clausius montre que ce libre parcours moyen peut se calculer d'une autre manière, en fonction du rapprochement des molécules et de leurs dimensions. On comprend bien, en effet, qu'il sera d'autant plus petit que les molécules seront plus rapprochées et qu'elles seront plus grosses.

Mais il y a bien des façons de tenir de la place, et par exemple, une molécule en forme de tige (comme peuvent être certaines molécules de la série grasse) n'encombrera pas de la même façon qu'une sphère. Faute de rien savoir sur les formes des molécules, on a pensé qu'on ne ferait pas d'erreurs grossières en les assimilant à des sphères de diamètre égal à la distance moyenne des centres de deux molécules qui se heurtent. Cette hypothèse peut d'ailleurs être rigoureuse dans le cas de molécules monatomiques (mercure, argon, etc.).

Le calcul approché de Clausius, amélioré par Maxwell, montre alors qu'on doit avoir approximativement :

$$nD^2 = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} \frac{1}{L},$$

D représentant le diamètre moléculaire, et n le nombre de molécules contenues dans chaque centimètre cube. Puisque nous avons déjà L , une seconde relation entre n et D nous donnerait le diamètre des molécules et leur nombre n par centimètre cube. En ce cas, multipliant ce nombre n par le volume connu de la molécule-gramme dans les conditions de température et de pression admises dans le calcul, nous aurions le nombre N de molécules d'une molécule-gramme, *c'est-à-dire les trois constantes universelles cherchées.*

Seulement, cette seconde relation entre n et D n'a pas été très facile à obtenir.

8. On peut observer d'abord que, dans l'état liquide, les molécules ne peuvent être plus serrées que les boulets d'une pile de boulets.

On a donc :

$$\frac{1}{6} \pi n D^3 < 0,73\tau$$

en appelant φ le volume connu qu'occupe à l'état liquide et à basse température la masse du centimètre cube du gaz considéré. Cette inégalité, combinée avec l'équation précédente, conduit à une valeur sûrement trop forte pour D, donc à des valeurs sûrement trop faibles pour n et N.

On fait généralement le calcul pour l'oxygène (ce qui donne $N > 9 \cdot 10^{22}$) ; en le reprenant pour le mercure, dont les molécules peuvent réellement être sphériques, je trouve pour limite inférieure de N une valeur plus élevée, et par conséquent plus avantageuse, savoir :

$$N > 45 \cdot 10^{22}.$$

Quant au diamètre moléculaire, on trouve, pour tous les gaz considérés, qu'il est moins grand que le millionième de millimètre.

Mais il pourrait être colossalement plus petit, et nous ne commencerons à être satisfaits que si nous fixons une limite à cette petitesse. On y arrive en reprenant une idée de Clausius et Mossotti suivant laquelle le pouvoir diélectrique d'un gaz tient à ce que chaque molécule se polarise par déplacement de charges électriques intérieures. Développant cette hypothèse, nous écrivons que le volume vrai de n molécules est supérieur au volume u des n sphères conductrices qui pourraient être mises à leur place sans modifier la constante diélectrique K. Un calcul d'électrostatique impose à u la valeur $\frac{K-1}{K+2}$; on peut donc écrire :

$$\frac{1}{6} \pi n D^3 > \frac{K-1}{K+2}.$$

Appliquant au cas de l'argon, et tirant toujours $n D^2$ de l'équation de Clausius, on obtient

$$N < 200 \cdot 10^{22}.$$

Quant au diamètre moléculaire, on trouve, pour tous les gaz ainsi considérés, qu'il est plus grand que le dix-millionième de millimètre.

Voici donc les diverses grandeurs moléculaires emprisonnées entre deux limites, qui, en ce qui regarde le poids de chaque molécule, sont entre elles comme 45 et 200.

Une analyse plus délicate est due à Van der Waals (1873). L'équation des gaz avait été obtenue en négligeant le volume vrai des molécules par rapport à celui que sillonnent leurs trajectoires, ainsi que la faible action qui sollicite par cohésion chaque molécule vers l'ensemble des autres. Van der Waals, en tenant compte des deux complications négligées, obtint l'équation célèbre

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT,$$

approximativement valable pour tout l'état fluide, où la nature particulière du corps étudié intervient par les deux paramètres a et b , dont l'un a exprime l'influence de la cohésion et dont l'autre b représente le quadruple du volume vrai des molécules de la masse donnée. Donc, une fois b connu, l'équation

$$\frac{1}{6} \pi n D^3 = \frac{b}{4},$$

jointe à l'équation de Clausius-Maxwell, permettra le calcul des inconnues n et D .

On a fait ce calcul pour l'oxygène ou l'azote, ce qui donne pour N une valeur à peu près égale à $45 \cdot 10^{22}$; en le reprenant pour l'argon, qui est monatomique, je trouve

$$N = 62 \cdot 10^{22}$$

sans qu'il soit facile d'apprécier l'erreur dont ce nombre peut être entaché, par suite du défaut de rigueur de l'équation de Clausius-Maxwell et de celle de Van der Waals. Un écart de 30 p. 100 n'étonnerait pas.

Avec cette détermination, nous atteignons le terme d'une première série d'efforts. Par des routes bien différentes, nous allons retrouver des résultats concordants et plus précis.

9. Nous avons vu qu'à une même température l'énergie moléculaire moyenne est la même pour tous les gaz. Ce résultat reste valable quand les gaz sont mélangés. On sait, en effet, qu'alors chaque gaz presse sur l'enceinte *comme s'il était seul*, c'est-à-dire que n molécules de ce gaz développent dans le volume v la même pression partielle que si elles s'y trouvaient seules, en sorte que $\frac{3}{2} \frac{pv}{n}$, et par

suite W , garde la même valeur. Par exemple, les molécules d'argon et d'oxygène présentes dans l'air ont même énergie cinétique moyenne.

Cette invariance ne se limite pas à l'état gazeux, et les beaux travaux de Van't Hoff montrent qu'elle s'étend aux molécules des solutions diluées. Imaginons une enceinte *semi-perméable* contenant une telle solution, qu'elle sépare du dissolvant pur; elle laisse passer librement les molécules du dissolvant, qui ne peuvent donc y développer aucune pression, mais elle arrête les molécules dissoutes. Les chocs de ces molécules contre l'enceinte développeront alors une *pression osmotique* P , et l'on voit, si on reprend le raisonnement en détail, qu'on peut encore calculer la pression due à ces chocs comme dans le cas d'un gaz, donc écrire

$$Pv = \frac{2}{3} nW,$$

W désignant l'énergie moyenne de translation des n molécules enfermées dans le volume v de l'enceinte.

Or, comme Van't Hoff le fit voir, il résulte d'expériences de Pfeffer que la pression osmotique est égale à la pression qu'exercerait la matière dissoute si elle occupait seule et à l'état gazeux le volume de l'enceinte. W est donc égal à w : les molécules du corps dissous ont même énergie moyenne qu'à l'état gazeux.

Je veux à ce sujet faire une remarque qui rend intuitif un énoncé que la théorie cinétique des fluides établit de façon pénible. La loi de Van't Hoff nous apprend qu'une molécule d'alcool éthylique, en solution dans l'eau, a même énergie qu'une des molécules de la vapeur qui surmonte la solution; elle aurait encore cette énergie si elle se trouvait dans du chloroforme (c'est-à-dire si elle était environnée de molécules de chloroforme) ou même si elle était dans de l'alcool méthylique ou de l'alcool propylique; cette indifférence à la nature des molécules du liquide où elle s'agite force à croire qu'elle aura encore la même énergie si elle est dans de l'alcool éthylique, c'est-à-dire si elle est une des molécules qui forment de l'alcool éthylique pur. On voit par là que dans un liquide ou dans un gaz l'énergie moléculaire est la même, et nous pouvons maintenant dire :

A une même température, toutes les molécules de tous les fluides ont la même énergie cinétique moyenne, proportionnelle à la température absolue.

On peut encore élargir cette proposition déjà si générale. Elle implique, pour les lourdes molécules de sucre qui se meuvent dans de l'eau sucrée, la même énergie moyenne que pour les molécules agiles de l'eau. Or ces molécules de sucre contiennent déjà 35 atomes ; les molécules de sulfate de quinine en contiennent plus de 100, et l'on en pourrait citer de plus compliquées auxquelles s'étendent les lois de Van't Hoff (ou celles de Raoult, qui s'en déduisent).

Considérons alors une particule encore un peu plus grosse, formée elle-même de plusieurs molécules, en un mot une *poussière*. Va-t-elle réagir selon une loi nouvelle aux chocs des molécules qui l'environnent ? Ne se comportera-t-elle pas simplement comme une très grosse molécule, en sorte que son énergie moyenne ait la même valeur que celle d'une molécule isolée ? On peut hésiter à le certifier, mais cette hypothèse paraît au moins assez plausible pour qu'il vaille la peine d'en discuter les conséquences.

Nous voici donc ramenés à l'observation des grains d'une émulsion et à l'étude de ce mouvement merveilleux qui suffirait à suggérer l'hypothèse moléculaire. En même temps nous avons été conduits à préciser sa théorie en disant non plus seulement que chaque particule doit son agitation aux chocs des molécules, mais encore que l'énergie entretenue par ces chocs est en moyenne égale à celle d'une quelconque de ces molécules.

Les propositions dont je viens de montrer la vraisemblance peuvent être regardées comme cas particuliers du fameux théorème sur l'équipartition de l'énergie, conquis par étapes successives, grâce à de nombreux efforts, parmi lesquels on doit citer ceux de Maxwell, Gibbs, Boltzmann, Jeans, Langevin, et qui conduit à affirmer l'égalité moyenne des énergies de translation ou de rotation que prennent au sein d'un fluide des assemblages quelconques de molécules. Ce théorème a eu une grande importance en dehors des sujets ici abordés, et, par exemple, a permis de prévoir, selon le nombre des atomes d'une molécule d'un gaz, le rapport des chaleurs spécifiques de ce gaz. Mais sa démonstration exige des calculs compliqués, et un chemin plus simple, fût-il moins rigoureux, m'a paru désirable. D'ailleurs, le mot démonstration ne doit pas faire illusion, car des hypothèses s'introduisent ou s'insinuent dans ces calculs, comme en presque toute théorie de Physique mathématique.

Bref, nous voici amenés à penser que l'énergie moyenne de translation d'une molécule est égale à celle que possèdent les granules

d'une émulsion. Si donc nous trouvons un moyen de calculer cette énergie granulaire à partir de grandeurs mesurables, nous pourrions juger notre théorie. Deux cas pourront, en effet, se présenter : ou bien les nombres atteints seront grossièrement différents de ceux qu'ont donné les raisonnements que je résumais il y a un instant, et, en ce cas, surtout s'ils changent avec les grains étudiés, le crédit des théories cinétiques sera diminué, et l'origine du mouvement brownien restera à trouver ; ou bien les nombres seront, *pour toutes les tailles et tous les genres de grains*, de l'ordre de grandeur prévu, et en ce cas nous aurons droit de regarder comme établie la théorie moléculaire de ce mouvement ; de plus nous pourrions alors chercher en ces expériences un moyen, peut-être précis cette fois, de connaître les grandeurs moléculaires. J'espère vous montrer que l'expérience a décidément prononcé dans ce sens.

II

10. Un procédé peut paraître direct : admettons qu'on ait mesuré la masse d'un granule ; ne peut-on avoir au moins idée de sa vitesse moyenne, et par conséquent de son énergie, par des lectures directes, soit en divisant par la durée d'une observation la distance des deux positions qu'il occupe au commencement et à la fin de cette observation (vitesse moyenne apparente), soit en suivant sa trajectoire à la chambre claire pendant un temps donné, puis en divisant par ce temps la longueur totale de cette trajectoire ?

C'est ce qu'on a d'abord essayé, et l'on trouve en divers mémoires des évaluations qui sont toujours de quelques microns par seconde pour des grains de l'ordre du micron, ce qui assignerait à ces grains une énergie moyenne environ cent mille fois plus faible que celle à laquelle la théorie cinétique nous a conduits pour la molécule et ce qui ruinerait complètement la doctrine de l'équipartition de l'énergie.

Mais de telles évaluations sont *grossièrement fausses*. Les enchevêtrements de la trajectoire sont si nombreux et si rapides qu'il est impossible de les suivre et que la trajectoire notée est infiniment plus simple et plus courte que la trajectoire réelle. De même, la vitesse moyenne apparente d'un grain pendant un temps donné varie *follement* en grandeur et en direction sans tendre vers une limite quand le temps de l'observation décroît, comme on le voit de façon

simple en notant les positions d'un grain à la chambre claire de minute en minute, puis, par exemple, de cinq en cinq secondes, et mieux encore en les photographiant de vingtième en vingtième de seconde, comme l'a fait Victor Henri pour cinématographier le mouvement. On ne peut non plus fixer de tangente en aucun point de la trajectoire, et c'est un des cas où l'on ne peut s'empêcher de penser aux fonctions sans dérivée, qu'on regarderait à tort comme de simples curiosités mathématiques, puisque la nature les suggère aussi bien que les fonctions à dérivée.

Une mesure directe est donc impossible. Voici la marche que j'ai suivie :

11. Supposons qu'on ait réalisé une émulsion à grains identiques, dont je dirai, pour abrégé, qu'elle est *uniforme*. Il m'a semblé, d'abord, de façon intuitive, que les grains de cette émulsion doivent se répartir en fonction de la hauteur comme fait un gaz sous l'action de la pesanteur. De même que l'air est plus dense au niveau de la mer qu'au sommet d'une montagne, de même les grains de l'émulsion, quelle que soit leur distribution initiale, atteindront un état de régime permanent où la concentration ira en diminuant en fonction de la hauteur à partir des couches inférieures, et la loi de raréfaction sera la même que pour l'air.

Un examen plus attentif confirme cette conception et donne la loi de raréfaction par un raisonnement très semblable à celui qui a permis à Laplace de relier l'altitude à la pression barométrique.

Imaginons une émulsion uniforme en équilibre dans un cylindre vertical ayant s pour section droite. L'état de la tranche horizontale comprise entre les niveaux h et $h + dh$ ne serait pas changé si elle était emprisonnée entre deux pistons perméables aux molécules d'eau, mais imperméables aux grains. Chacun de ces pistons serait soumis, par les chocs des grains qu'il arrête, à une pression osmotique. Si l'émulsion est diluée, cette pression se calculera par le même raisonnement que pour une solution étendue, en sorte que si au niveau h il y a n grains par unité de volume, la pression osmotique P sera égale à $\frac{2}{3} nW$, si W désigne l'énergie granulaire moyenne; elle sera $\frac{2}{3} (n + dn) W$ au niveau $h + dh$. Or, la tranche de grains considérés ne tombe pas; il faut pour cela qu'il y ait équi-

libre entre la différence des pressions osmotiques, qui la sollicite vers le haut, et le poids total des grains, diminué de la poussée qu'ils éprouvent, qui la sollicite vers le bas. Donc, en appelant φ le volume de chaque grain, Δ sa densité, et δ celle du liquide intergranulaire, nous voyons que

$$-\frac{2}{3} s W dn = ns dh \varphi (\Delta - \delta) g$$

qui, par intégration, entraîne la relation suivante entre les concentrations n_0 et n en deux points dont la différence de niveau est h :

$$\frac{2}{3} W \log \frac{n_0}{n} = \varphi (\Delta - \delta) gh$$

Cette relation, qu'on peut appeler *équation de répartition* de l'émulsion, montre bien que *la concentration des grains d'une émulsion uniforme décroît de façon exponentielle en fonction de la hauteur*, comme la pression barométrique en fonction de l'altitude.

Si l'on peut mesurer les grandeurs autres que W qui figurent dans cette équation, on verra si elle se vérifie dans tous les cas pour une valeur fixe de W , et si cette valeur est bien celle qui a été approximativement assignée à l'énergie moléculaire. Dans l'affirmative, les lois des gaz parfaits pourront être regardées comme applicables non seulement aux solutions étendues, mais même aux grains visibles.

12. Après quelques tâtonnements, j'ai pu faire des mesures sur des émulsions de gomme-gutte, puis (avec l'aide de M. Dabrowski) sur des émulsions de mastic.

La *gomme-gutte*, qu'on utilise pour l'aquarelle, provient de la dessiccation du latex que sécrète le *guttier* d'Indo-Chine. Un morceau de cette substance, frottée à la main sous un filet d'eau distillée (comme on pourrait faire avec du savon pour avoir de l'eau de savon), se dissout en donnant une belle émulsion d'un jaune vif, où le microscope révèle un fourmillement de grains sphériques jaunes de diverses tailles. On peut séparer ces grains par centrifugation comme on sépare les globules rouges et le sérum du sang. Ils se rassemblent alors au fond de l'éprouvette centrifugée en formant une boue jaune épaisse au-dessus de laquelle se trouve un liquide impur et trouble qu'on décante. La boue jaune, diluée à nouveau dans de l'eau, donne l'émulsion mère qui servira à préparer les émulsions uniformes destinées aux mesures.

Au lieu d'utiliser les grains naturels, on peut traiter la gomme gutte par l'alcool qui dissout entièrement la matière jaune. Cette solution alcoolique, bien transparente, et semblable à une solution de bichromate, se change brusquement, si on l'étend de beaucoup d'eau, en émulsion jaune de même aspect que l'émulsion naturelle et, comme elle, formée de grains sphériques. On peut les séparer, toujours par centrifugation, de l'eau alcoolisée qui les contient, puis les diluer dans l'eau pure, ce qui donne, comme tout à l'heure, une émulsion mère où se trouvent des grains de tailles très diverses, dont le diamètre est généralement inférieur à 1μ .

J'ai des raisons de penser que la matière ainsi précipitée par l'eau est une espèce chimique définie (à poids moléculaire voisin de 540) et non un mélange; mais cela n'importe pas au but ici poursuivi, et il suffit que les grains d'une émulsion mère aient même densité pour qu'on en puisse tirer des émulsions uniformes appropriées aux mesures.

Quant au *mastic*, résine qu'on utilise pour la confection de vernis, il ne donne pas d'émulsion par manipulation directe avec l'eau, mais, en le laissant en contact avec de l'alcool, on obtient, au-dessus d'un résidu poisseux insoluble, une solution qui donne, quand on l'étend brusquement d'eau, une émulsion blanche comme du lait, faite de grains sphériques, de tailles très variées.

Voici donc deux matières qui donnent des grains sphériques; toutes les fois qu'il en sera ainsi, l'équation de répartition des grains de rayons a sera :

$$\frac{2}{3} W \log \frac{n_0}{n} = \frac{4}{3} \pi a^3 (\Delta - \delta) gh.$$

J'ai successivement mesuré toutes les grandeurs qui figurent dans cette équation.

13. Il faut d'abord savoir préparer une émulsion où les grains aient à peu près le même rayon. Le procédé que j'ai employé peut se comparer au fractionnement d'un mélange liquide par distillation. De même que, pendant la distillation, les parties d'abord vaporisées sont relativement plus riches en constituants volatils, de même pendant la centrifugation d'une émulsion les parties d'abord sédimentées sont relativement plus riches en gros grains, et l'on conçoit qu'une centrifugation fractionnée permette de séparer les grains

selon leur taille. C'est ainsi que j'ai préparé les émulsions uniformes qui m'ont servi.

Il faut alors mesurer la densité apparente ($\Delta - \delta$) des grains. J'ai employé deux procédés qui donnent des résultats concordants. Tous deux utilisent ce fait qu'on peut doser avec précision la résine présente dans un échantillon donné d'émulsion par simple dessiccation à l'étuve. Le verre transparent que l'on obtient ainsi a probablement la même densité que celui qui forme les grains de l'émulsion, et nous pouvons déterminer de la façon ordinaire, sur des fragments de volume notable, la densité de ce verre. C'est le premier procédé.

Le second, plus délicat, est en somme la « méthode du flacon », telle qu'on l'applique aux poudres insolubles. A une température donnée, on mesure les masses m d'eau et m' d'émulsion qui emplissent un même flacon à densité et on dose la masse μ de résine contenue dans cette masse m' d'émulsion. Si d est la densité de l'eau, le volume du flacon est $\frac{m}{d}$, celui de l'eau intergranulaire est $\frac{m' - \mu}{d}$, leur différence $\left[\frac{m}{d} - \frac{m' - \mu}{d} \right]$ est le volume des grains, et le quotient par ce volume de leur masse μ donne la densité cherchée.

Par ces deux moyens, on trouve à 20°, comme densité apparente, 0,207 pour les grains de gomme-gutte et 0,063 pour ceux de mastic.

Reste à dire comment on observe. Ce n'est pas, comme on pourrait le croire, sur une hauteur de quelques centimètres ou même de quelques millimètres que j'ai pu étudier la répartition d'équilibre de mes émulsions, mais sur la faible hauteur d'une préparation disposée pour l'observation microscopique.

Imaginez qu'on ait collé sur le porte-objet une glace très mince, percée d'un large trou, réalisant ainsi une cuve cylindrique plate dont la hauteur sera, par exemple, de 100 μ . Au centre de cette cuve, on dépose une goutte d'émulsion qu'on aplatit aussitôt par un couvre-objet qui ferme complètement la cuve ; puis, pour éviter l'évaporation, on noie sous de la paraffine les bords de ce couvre-objet.

La préparation est alors portée sur la platine, rendue soigneusement horizontale, d'un bon microscope. L'objectif, de très fort grossissement, a une faible profondeur de champ, et l'on ne peut voir nettement, à un même instant, que des grains situés dans une

tranche horizontale très mince dont l'épaisseur est de l'ordre du micron. Si l'on élève ou abaisse le microscope, on voit les grains d'une autre tranche.

La distance de ces deux tranches va être la hauteur h de l'équation de répartition. Nous l'obtiendrons en multipliant le déplacement h' du microscope par l'indice relatif des deux milieux que sépare le couvre-objet. Quant à ce déplacement h' , il se lit sur le tambour de la vis micrométrique qui commande le mouvement du microscope.

14. Il faut enfin déterminer le rapport $\frac{n_0}{n}$ des concentrations des grains en deux niveaux différents, évidemment égal au rapport moyen des nombres de grains que l'on aperçoit à ces deux niveaux,

Cela ne paraît pas facile au premier abord; il ne s'agit pas de compter des objets fixes, et lorsque, mettant l'œil au microscope, on aperçoit dans le champ quelques centaines de grains qui s'agitent en tous sens ou disparaissent en même temps qu'apparaissent de nouveaux grains, on est vite convaincu de l'inutilité des efforts qu'on peut faire pour apprécier même grossièrement le nombre des grains à chaque instant aperçus.

Le plus simple paraît alors de faire des photographies instantanées de cette tranche et d'y relever le nombre des images nettes de grains. J'ai, en effet, employé ce procédé; mais, pour les diamètres inférieurs à $0^{\mu},5$, je n'ai pu obtenir de bonnes images, et j'ai eu recours à l'artifice suivant :

Je plaçais dans le plan focal de l'oculaire une rondelle opaque percée par une aiguille d'un trou rond très petit. Le champ se trouvait donc extrêmement réduit, et l'œil pouvait saisir d'un seul coup le nombre exact des grains perçus à un instant donné. Il suffit pour cela que ce nombre (fréquemment nul) soit toujours inférieur à 5 ou 6.

Opérant ainsi à intervalles réguliers, de quinze en quinze secondes par exemple, on note une série de nombres dont la valeur moyenne s'approche de plus en plus d'une limite qui définit la fréquence moyenne des grains, au niveau étudié, dans la tranche sur laquelle le microscope est au point. Quelques milliers de lectures sont nécessaires si l'on veut de la précision.

15. Pour être en état de juger l'équation de répartition, nous n'avons plus besoin que de savoir mesurer le *rayon des grains*. J'ai obtenu ce rayon de trois manières :

D'abord, à l'exemple de J.-J. Thomson, de Langevin et de tous ceux qui ont eu à déterminer les dimensions de gouttelettes présentes dans un gaz, j'ai admis la validité d'un calcul de Stokes relatif au mouvement d'une sphère dans un fluide visqueux. D'après ce calcul, la force de frottement qui s'oppose au mouvement de la sphère est à chaque instant mesurée par $6\pi\zeta av$, si ζ désigne la viscosité du fluide, a le rayon de la sphère et v sa vitesse. Quand la sphère tombe d'un mouvement uniforme sous la seule influence de la pesanteur, on doit donc avoir :

$$6\pi\zeta av = \frac{4}{3} \pi a^3 (\Delta - \delta) g,$$

équation qui détermine a , une fois mesurée la vitesse de chute.

Supposons maintenant qu'on réalise une colonne verticale très haute de l'émulsion uniforme étudiée. On sera si loin de la répartition d'équilibre que les grains des couches supérieures tomberont comme les gouttelettes d'un nuage sans qu'on ait à se préoccuper du reflux dû à l'accumulation des grains dans les couches inférieures. Le liquide se clarifiera donc à sa partie supérieure, et la hauteur de la zone clarifiée donnera la vitesse de chute à laquelle s'applique la loi de Stokes.

En effet, si on emplit d'émulsion un tube *capillaire*, sur une hauteur de quelques centimètres, et si on l'installe verticalement dans un thermostat, on voit l'émulsion quitter progressivement les couches supérieures du liquide comme un nuage à surface assez nette, qui descend chaque jour d'une même quantité. Il est bon d'employer un tube capillaire pour éviter les convections, trop faciles dans les tubes larges.

Mais l'application de la loi de Stokes à de si petites sphères, bien qu'en définitive légitime, donne lieu à des objections que j'examinerai dans un instant. Il était donc désirable d'atteindre le rayon des grains de façon différente.

J'y suis arrivé en comptant combien il y a de grains dans un volume connu d'émulsion *titrée*, ce qui donne la masse d'un grain et, par suite, son rayon, puisque l'on connaît sa densité. J'ai utilisé pour cela le fait, accidentellement observé, qu'en milieu très faiblement acide les grains de gomme-gutte se collent sur le verre. A distance notable des parois, le mouvement brownien n'est pas modifié; mais, sitôt que les hasards de ce mouvement amènent un grain au contact

d'une paroi, ce grain s'immobilise. L'émulsion s'appauvrit ainsi progressivement, et, après quelques heures, tous les grains qu'elle contenait sont fixés. On peut alors compter à loisir tous ceux qui proviennent d'un cylindre de base arbitraire (mesurée à la chambre claire).

Enfin j'ai constaté que, sous l'influence de traces d'acide, il se forme parfois des bâtonnets rectilignes formés de quatre ou cinq grains, qu'on voit s'agiter un instant avant de se coller au fond. Leur longueur se mesure aisément à la chambre claire, alors que le diamètre d'un seul grain ne pourrait être ainsi apprécié que de façon grossière (à cause de l'élargissement dû à la diffraction). Et ceci donne un troisième procédé, pas très précis, mais direct, pour obtenir le rayon cherché⁽¹⁾.

Ces trois méthodes donnent des résultats concordants. Par exemple, la première ayant donné $0^{\mu},45$ pour le rayon des grains d'une certaine émulsion, la seconde donna $0^{\mu},46$ et la troisième $0^{\mu},455$. Pour une autre émulsion, de préparation plus soignée, le rayon fut trouvé égal à $0^{\mu},213$ par la première méthode (loi de Stokes), et à $0^{\mu},212$ par la seconde (après numération de 41 000 grains). Et ainsi de suite, pour divers rayons allant de $0^{\mu},52$ à $0^{\mu},14$, c'est-à-dire jusqu'au seuil des grandeurs ultramicroscopiques.

16. Cette concordance a une signification importante en ce qui regarde la loi de Stokes. Cette loi a été établie en supposant des conditions de continuité qui sont loin d'être remplies pour des sphères qu'anime un mouvement brownien actif. En particulier, elle suppose uniforme la vitesse vraie de la sphère par rapport au fluide. Or, en fait, cette vitesse change sans cesse de direction et de grandeur, et n'a rien de commun avec la vitesse verticale constante (incomparablement plus petite), avec laquelle tombe dans le liquide le nuage que forment un grand nombre de grains; c'est pourtant à cette dernière qu'on applique la formule. Bref, jusqu'à preuve expérimentale, il subsistait un doute (sur lequel J. Duclaux a utilement attiré l'attention) dans toutes les applications de la loi de Stokes aux grandeurs microscopiques, en particulier cette incertitude subsistait dans les célèbres travaux de J.-J. Thomson sur la condensation

(1) V. Henri avait déjà employé ce procédé pour avoir approximativement le diamètre (moyen) de grains de caoutchouc disposés en filaments.

de gouttelettes d'eau par les ions, gouttelettes de l'ordre du micron qui, situées dans un gaz de viscosité très faible, ont un mouvement brownien très vif.

Les expériences que je viens de résumer font disparaître ces doutes. La loi de Stokes est valable dans le domaine des grandeurs microscopiques, et l'on ne doutera pas qu'elle s'applique encore aux grains plus petits des colloïdes ordinaires. Or cette loi de Stokes n'est que l'application au cas particulier de la sphère de la loi élémentaire par laquelle s'introduit le coefficient de viscosité, et nous pouvons regarder comme bien probable la proposition générale suivante qu'on préciserait selon le cas étudié :

Les lois de frottement intérieur établies pour les déplacements de grands objets dans un fluide continu s'appliquent aux déplacements de parcelles qu'agite le mouvement brownien.

17. Maintenant en possession de tous les moyens qui nous étaient nécessaires, nous pouvons étudier utilement la distribution des grains d'une émulsion.

Considérons donc un cylindre vertical d'émulsion, disposé pour l'observation microscopique. Au début, après l'agitation qui forcément accompagne la manipulation, on voit sensiblement autant de grains dans une tranche supérieure ou dans une tranche inférieure de la préparation. Quelques minutes suffisent pour que les couches inférieures deviennent manifestement plus riches en grains; mais cet enrichissement tend vers une limite, atteinte en quelques heures pour mes émulsions, où la répartition est sensiblement la même après trois heures ou après quinze jours. Une fois atteint cet état de régime, il est facile de voir si la répartition est exponentielle, comme le veut notre théorie.

A titre d'exemple, je vous donne les résultats relatifs à ma série la plus soignée, faits avec des grains de gomme-gutte ayant pour rayon $0,212$. Les lectures ont été faites dans une préparation haute de 100 microns, en quatre tranches horizontales placées de 30 en 30 microns, aux niveaux

5μ , 35μ , 65μ , 95μ .

Elles ont porté sur 13 000 grains, et ont donné pour ces niveaux des concentrations proportionnelles aux nombres

100, 47, 22,6, 12,

pratiquement égaux aux nombres

100, 46, 23, 11,4,

qui décroissent de façon exponentielle.

Ainsi la distribution des grains a bien la même forme que celle d'un gaz pesant en équilibre.

J'ai retrouvé la même loi exponentielle, avec une chute de concentration plus ou moins rapide, pour des grains de gomme-gutte de diverses tailles ; puis, sur l'insistance amicale et avec l'aide de M. Dabrowski, j'ai refait les mesures pour des grains de mastic, dont la densité apparente est plus que 3 fois plus faible, ce qui fait un changement considérable dans les causes qui influent sur la répartition. Néanmoins la loi exponentielle a encore été retrouvée.

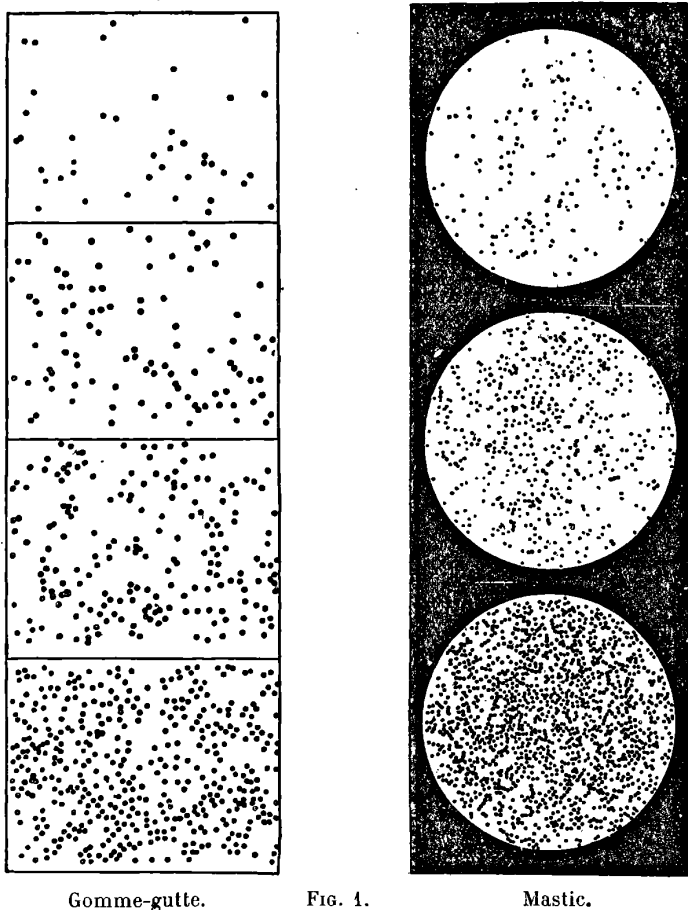
Voici la projection de dessins qui reproduisent des coupes équidistantes, les unes à 10 μ d'intervalle dans une émulsion de gomme-gutte (grains de 0^u,6), les autres à 12 μ d'intervalle dans une émulsion de mastic (grains de 1 μ) ; la raréfaction progressive y est évidente. Cette raréfaction est frappante quand, gardant les yeux fixés sur la préparation, on soulève rapidement le microscope au moyen de sa vis micrométrique. On voit alors les grains se raréfier rapidement, comme fait l'atmosphère autour d'un aérostat qui s'élève, à cette réserve que quelques microns dans l'émulsion valent plusieurs kilomètres dans l'atmosphère.

La loi exponentielle une fois établie, l'équation de répartition donnera, pour chaque émulsion, une valeur définie de l'énergie granulaire W . Si notre théorie est exacte, cette valeur sera indépendante de l'émulsion, et égale à l'énergie moléculaire moyenne w . Ou, ce qui revient au même, l'expression $\frac{3}{2} \frac{RT}{W}$ sera égale à la constante N d'Avogadro, c'est-à-dire peu différente du nombre $62 \cdot 10^{22}$ obtenu par le raisonnement de Van der Waals.

C'est ce que j'ai constaté. Six séries d'expériences, faites avec la gomme-gutte ou le mastic, où j'ai fait varier de 1 à 40 la masse des grains, m'ont donné pour N des nombres compris entre $65 \cdot 10^{22}$ et $75 \cdot 10^{22}$. L'écart moyen avec le nombre de Van der Waals n'atteint pas 15 p. 100, et il s'en faut que ce nombre comporte cette précision.

Je ne pense pas que cette concordance puisse laisser de doute sur l'origine du mouvement brownien. Pour comprendre à quel point elle est frappante, il faut songer qu'avant expérience on n'eût cer-

tainement pas osé certifier que la chute de concentration ne serait pas négligeable sur la faible hauteur de quelques microns, et que, par contre, on n'eût pas osé davantage affirmer que tous les grains ne se rassembleraient pas dans le voisinage immédiat du fond de la cuve. La première éventualité conduisait à une valeur nulle de N , et



la seconde à une valeur infinie. Que l'on soit tombé, *avec chaque émulsion*, dans l'immense intervalle qui semblait donc *a priori* possible pour N , précisément sur une valeur si voisine du nombre prévu, ne paraîtra sans doute pas l'effet d'une rencontre fortuite.

Les lois des gaz parfaits, déjà étendues par Van't Hoff aux solu-

tions étendues, s'étendent donc aux émulsions uniformes, et la théorie moléculaire du mouvement brownien peut être regardée comme solidement établie; du même coup, il devient assez difficile de nier la réalité objective des molécules.

Il peut être intéressant d'ajouter que les plus gros des grains employés dans ces mesures, déjà perceptibles au soleil avec une forte loupe, fonctionnent comme les molécules d'un gaz parfait dont la molécule-gramme pèserait 200 000 tonnes.

18. Mais il y a plus, et dès lors qu'on regarde comme établie l'équation de répartition, on trouve, pour la première fois, dans cette équation même, pour déterminer la constante N , un moyen susceptible d'une précision illimitée. La préparation d'une émulsion uniforme et la détermination des grandeurs autres que N qui figurent dans l'équation peuvent être, en effet, poussées à tel point de perfection qu'on voudra. C'est une simple question de patience et de temps. J'ai donc fait une série de mesures particulièrement soignées, avec les grains de rayon égal à $0,212 \mu$ dont j'ai parlé tout à l'heure, et j'ai ainsi obtenu pour la constante d'Avogadro la valeur

$$N = 70,5 \cdot 10^{22}.$$

Toutes les grandeurs moléculaires s'ensuivent alors, avec la même précision. La constante d'énergie moléculaire, égale à $\frac{3R}{2N}$ est, en unités C. G. S.,

$$\alpha = 1,77 \cdot 10^{-16},$$

ce qui fait $0,48 \cdot 10^{-13}$ ergs pour l'énergie cinétique moyenne d'une molécule à 0° .

Enfin notre troisième constante universelle, la charge e de l'électron, obtenue en divisant le faraday par N , vaut, en unités électrostatiques C. G. S.,

$$e = 4,1 \cdot 10^{-10}.$$

La masse absolue d'une molécule ou d'un atome quelconque s'obtient de façon évidente. Par exemple, la masse de la molécule d'oxygène sera

$$o_2 = \frac{32}{N} = 45,4 \cdot 10^{-24};$$

l'atome d'hydrogène sera

$$h = \frac{1,008}{N} = 1,43 \cdot 10^{-24},$$

et ainsi de suite.

Quant aux dimensions des molécules, nous les tirerons de l'équation de Clausius-Maxwell. J'ai ainsi calculé les quelques diamètres moléculaires suivants :

Hélium.....	1,7 . 10 ⁻⁸
Argon.....	2,7 . 10 ⁻⁸
Mercure.....	2,8 . 10 ⁻⁸
.
Hydrogène.....	2,0 . 10 ⁻⁸
Oxygène.....	2,6 . 10 ⁻⁸
Azote.....	2,7 . 10 ⁻⁸
Chlore.....	4,0 . 10 ⁻⁸
Ether.....	6,0 . 10 ⁻⁸ etc.

Mais, comme nous l'avons vu, sauf pour les molécules monoatomiques, la définition même de ce diamètre ne comporte pas la précision possible pour les masses.

Vous pouvez observer qu'une molécule d'hydrogène se perd en notre corps à peu près comme celui-ci se perdrait dans le soleil.

19. Les expériences qui précèdent permettent, vous venez de le voir, d'établir l'origine du mouvement brownien, de peser les atomes, et de déterminer les diverses grandeurs moléculaires. Mais une autre marche expérimentale, à la vérité moins directe et moins intuitive, était possible et avait été proposée par Einstein, en conclusion de très beaux travaux théoriques.

Sans plus s'embarasser du trajet infiniment enchevêtré que décrit chaque grain en un temps donné, Einstein considère simplement son déplacement pendant ce temps, c'est-à-dire le segment rectiligne qui joint le point de départ au point d'arrivée. Comme les vitesses des molécules d'un gaz, ces déplacements doivent vérifier la loi du hasard. Si les grains sont inégalement répartis dans un liquide ayant leur densité, ils diffuseront vers les régions de concentration moindre, d'autant plus rapidement que leur mouvement sera plus vif, c'est-à-dire que leur déplacement moyen en un temps donné sera plus grand. L'analyse mathématique de cette idée conduit, sans hypothèse nouvelle, à l'équation simple

$$\xi^2 = 2D\tau,$$

en appelant D le coefficient de diffusion, et ξ^2 , le carré moyen de la projection sur un axe Ox du déplacement en un temps τ . Cette équation restera valable pour tout axe horizontal quand les grains n'auront plus la densité du liquide intergranulaire, car le mouvement à angle droit de la pesanteur ne sera pas modifié par là.

Einstein considère alors le régime permanent qui se trouve réalisé si une force constante tirant sur les grains les accumule près d'une paroi. Écrivant qu'en ce cas il passe à chaque instant au travers de tout plan perpendiculaire à la force autant de grains dans un sens sous l'action de cette force qu'il en passe en sens inverse sous l'action de la diffusion, il obtient, pour des grains sphériques de rayon a , dans un milieu de viscosité ζ , l'équation

$$D = \frac{RT}{N} \frac{1}{6\pi a \zeta}.$$

Mais il a dû supposer explicitement, d'une part, que la loi de Stokes reste applicable (j'ai montré, depuis, que cela est légitime), et d'autre part, que l'énergie granulaire est en moyenne égale à l'énergie moléculaire, comme il doit arriver si l'agitation moléculaire est l'origine du mouvement brownien, et ce qui permettra par conséquent d'établir cette origine d'une manière complètement différente de celle que j'ai résumée tout à l'heure.

La mesure de D ne serait pas facile ; mais ce coefficient s'élimine entre les deux équations précédentes, qui donnent alors

$$\xi^2 = \tau \frac{RT}{N} \frac{1}{3\pi a \zeta}.$$

Enfin, considérant les rotations qui doivent se produire, aussi bien que les translations, sous l'action des chocs moléculaires, et admettant que l'énergie de rotation est en moyenne égale à l'énergie de translation, Einstein a obtenu, par une analyse du même genre, une dernière équation qui donne le carré moyen α^2 de la rotation en un temps τ relativement à un axe arbitraire :

$$\alpha^2 = \tau \frac{RT}{N} \frac{1}{4\pi \zeta a^3}.$$

20. De ces deux équations, celle qui régit la translation a seule été soumise au contrôle de l'expérience⁽¹⁾. Un essai dans ce sens

(1) J'ai depuis réussi à combler cette lacune, en mesurant, grâce à de petits défauts intérieurs aux sphères et servant de repères, les rotations de gros grains

avait été tenté par V. Henri, par enregistrement cinématographique, malheureusement une complication particulière faussa ses résultats, et fit croire un instant que l'équation d'Einstein était franchement inexacte.

Si je cite ce fait, c'est que j'ai été très vivement frappé de la facilité avec laquelle, malgré que V. Henri eût énoncé ses résultats de façon provisoire en faisant des réserves sur leur généralité, les physiciens, même les plus attachés à la doctrine cinétique, furent prompts à admettre que la théorie d'Einstein devait contenir implicitement quelque hypothèse injustifiée. Cela montre bien combien est limité, au fond, le crédit que nous accordons aux théories, et à quel point ceux mêmes qui les édifient y voient des instruments de découverte plutôt que de véritables démonstrations.

Bien que gagné par le doute général, je pensai qu'il pouvait encore être utile de mesurer l'agitation des grains *de rayon exactement connu* que je savais préparer. Un de mes jeunes camarades, M. Chaudesaigues, voulut bien se charger des pointés, qui, incidemment, sont assez pénibles. Il fallait noter la position d'un grain, à la chambre claire, de demi-minute en demi-minute, recommencer avec un autre grain, et ainsi de suite.

Dès les premières mesures, il devint manifeste, contrairement à ce que j'attendais, que les déplacements vérifiaient au moins approximativement la formule d'Einstein. Cette impression se confirma de plus en plus, à mesure que le plus grand nombre des pointés éliminait davantage les irrégularités de statistique. M. Chaudesaigues songea de plus à vérifier, et trouva, en effet, que les projections des déplacements se répartissent autour de la valeur zéro conformément à la loi du hasard.

Ces pointés se rapportaient à des grains de gomme-gutte. Avec l'aide de M. Dabrowski, je fis, pour des grains de mastic de diamètre à peu près double, un nombre comparable de pointés. La moyenne générale portant sur environ 3 000 déplacements (ce qui est encore trop peu) conduit pour N à la valeur

$$71,5 \cdot 10^{22},$$

de mastic (13 μ . de diamètre) suspendus dans une solution d'urée de même densité (Voir *Comptes rendus*, septembre 1909, et *Annales de chimie et physique*, même date). Au degré de précision possible, la formule se vérifie remarquablement, donnant pour N la valeur $65 \cdot 10^{22}$.

presque égale à celle $70,5 \cdot 10^{22}$ que j'avais obtenue par la méthode si différente qui consiste à étudier non l'agitation des grains, mais leur distribution. La moyenne $71 \cdot 10^{22}$ serait acceptable. En tous cas, le triomphe de la théorie cinétique, donnant le même nombre par des routes si différentes, est indiscutable.

A une échelle différente, le mouvement brownien nous donne l'image fidèle des mouvements moléculaires. Ou, plus exactement, *les mouvements des grains observés sont déjà des mouvements moléculaires, de même que l'infra-rouge est aussi bien de la lumière que l'ultra-violet.*

Vous voyez sur le quadrillage ici projeté, où 16 divisions représentent 50μ , trois dessins obtenus en traçant les segments qui joignent les positions consécutives d'un même grain de mastic, d'environ 1μ de diamètre, pointé de trente en trente secondes. C'est le carré moyen de la projection sur un axe de tels segments qui vérifie la formule d'Einstein. Ces dessins ne donnent qu'une idée très affaiblie du prodigieux enchevêtrement de la trajectoire réelle. Si, en effet, on faisait des pointés de seconde en seconde, chacun de ces segments rectilignes se trouverait remplacé par un contour polygonal de trente côtés, relativement aussi compliqué que le dessin ici reproduit, et ainsi de suite.

Pour varier les conditions d'expérience, j'ai cherché, et j'ai réussi, à préparer des grains beaucoup plus gros que ceux qui m'avaient servi jusqu'alors, dont les diamètres s'échelonnaient entre le quart de micron et le micron. Pour cela, j'ai fait arriver lentement de l'eau, par un entonnoir à pointe effilée, sous une solution alcoolique de mastic. Les grains qui se forment alors dans la zone de passage ont couramment un diamètre d'une douzaine de microns, et sont donc environ 100 000 fois plus lourds que les plus petits de ceux qui m'avaient servi. Pour que ce poids ne les maintienne pas sans cesse au contact immédiat du fond, je les ai observés dans une solution d'urée à 27 0/0 qui a presque leur densité. J'ai alors constaté que la formule d'Einstein s'applique encore⁽¹⁾, malgré l'énorme variation ainsi réalisée dans la masse des grains.

(1) Et, depuis, grâce aux petites inclusions contenues dans certaines sphères, j'ai pu constater et mesurer leurs rotations, et vérifier la dernière formule d'Einstein, vérifiant du même coup l'égalité moyenne des énergies de translation et de rotation.

En résumé, la théorie moléculaire cinétique du mouvement brownien se vérifie de façon rigoureuse et conduit, soit par l'étude de la distribution des grains, soit par l'étude de leur agitation, à la même valeur précise de la constante d'Avogadro, invariant essentiel de la structure de la matière.

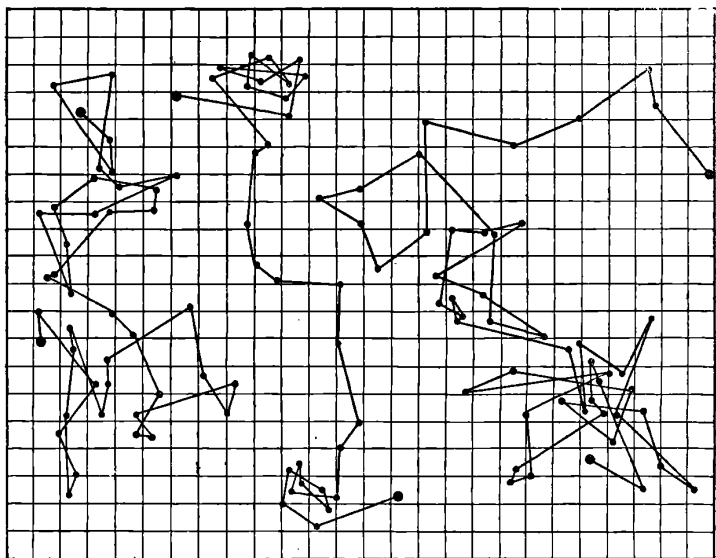


FIG. 2.

Or il y a encore d'autres moyens d'atteindre cette constante. Bien que, pour la plupart, ils ne comportent pas autant de précision, leur concordance est extrêmement significative en ce qui regarde la réalité objective des molécules, à cause de leur extrême diversité. Sans pouvoir les expliquer en détail, je veux au moins les énumérer, afin que cette conférence vous facilite une perspective d'ensemble des phénomènes où la réalité moléculaire sous-jacente s'impose le plus fortement à notre intelligence.

III

21. La formule de *diffusion* d'Einstein, extrapolée aux molécules, donne l'une de ces moyens, si l'on assimile les molécules à des sphères. Elle donne alors, en effet, Na et le raisonnement de Van der Waals

donne Na^3 . On trouve ainsi pour N des valeurs comprises entre $40 \cdot 10^{23}$ et $90 \cdot 10^{23}$ (aucune molécule monoatomique n'a été étudiée). On ne pouvait espérer mieux en acceptant ces simplifications.

Une concordance de même ordre a été signalée par M. Pellat, dans l'hypothèse où la loi de Stokes s'appliquerait encore aux ions de l'électrolyse supposés sphériques. Tenant compte des *vitesses prises par ces ions dans un champ donné*, cela donne encore Na , et Na^3 se déduit approximativement du volume à l'état solide. Les valeurs données ainsi pour N par les différents ions métalliques s'échelonnent entre $60 \cdot 10^{22}$ et $150 \cdot 10^{22}$; l'ordre de grandeur est bien retrouvé.

Un moyen tout différent, dû à lord Rayleigh, et qui m'a été signalé par Langevin, permet de compter les molécules de l'air d'après la diffraction qu'elles produisent sur la lumière solaire, diffraction qui est l'origine de la coloration bleue du ciel. Développant la théorie élastique de la lumière, lord Rayleigh arrive à une formule (depuis retrouvée par Langevin dans la théorie électromagnétique) qui permet d'avoir N si l'on mesure simultanément, pour une même longueur d'onde, l'éclat du soleil, et, dans une direction connue, celui du ciel. Les mesures actuelles, malheureusement peu précises, donnent la valeur $90 \cdot 10^{22}$, l'erreur due à l'imprécision des mesures pouvant atteindre 50 p. 100. L'ordre de grandeur est donc retrouvé, et cela est déjà très remarquable; mais on peut espérer mieux de ce moyen qui se prête à une détermination précise.

22. Au lieu de chercher à atteindre directement la constante d'Avogadro ou la constante α d'énergie moléculaire, on s'est également efforcé de déterminer directement la charge e de l'électron, qui, nous l'avons vu, doit être la N° partie d'un faraday. C'est ce qu'ont fait les physiciens de l'école de J.-J. Thomson, en cherchant à déterminer la charge des ions dans les gaz. Ils ont utilisé ce fait, établi par C.-T.-R. Wilson, que dans un gaz humide débarrassé de poussières et brusquement sursaturé par détente, les gouttelettes d'eau se forment autour des ions.

Pour cela, on mesure, n'importe comment, la charge E présente sous forme d'ions par centimètre cube d'un gaz maintenu dans un état d'ionisation constante, ce qui donne le produit ne' du nombre n d'ions présents dans ce volume par la charge cherchée e' . Par une détente déterminée, on condense alors brusquement une masse d'eau que la thermodynamique permet de calculer. Soit m cette masse,

par centimètre cube du gaz primitif. Si chaque ion a servi de germe et si chaque germe n'en contient qu'un, cette masse est partagée entre n gouttelettes de rayon a telles que l'on a :

$$m = n \frac{4}{3} \pi a^3.$$

Or a peut s'obtenir par application de la loi de Stokes (je vous ai montré que cela est légitime). On aura donc n et par suite e' , puisque le produit ne' est déjà connu.

J.-J. Thomson ou ses continuateurs ont ainsi trouvé pour e' une valeur du même ordre de grandeur que celle prévue pour l'électron e défini par l'électrolyse. Cette concordance ne pouvait être accidentelle, et Townsend réussit à établir que la charge élémentaire des ions des gaz ne peut différer de celle des ions de l'électrolyse. Les valeurs obtenues pour N par la méthode de J.-J. Thomson se placent entre $40 \cdot 10^{22}$ et $90 \cdot 10^{22}$. Peut-être ne sont-elles pas susceptibles d'une très grande précision, mais elles ont cependant marqué une date dans la science en fixant de façon complètement nouvelle au moins l'ordre de grandeur de l'atome d'électricité, entrevu par Helmholtz à propos de l'électrolyse, puis retrouvé par J.-J. Thomson comme projectile élémentaire des rayons cathodiques et comme élément ultime de la matière.

Plus récemment, dans le même ordre d'idées, cette même charge élémentaire a pu être mesurée sur des poussières *ultramicroscopiques* amenées dans un gaz ionisé. Comme l'a fait observer Langevin, de telles poussières attirent les ions pour la même raison qui précipite les corps légers vers un bâton de résine chargée. La charge d'une poussière ne dépassera pas en général 1 électron, car une charge déjà fixée repousse les ions du même signe. MM. Ehrenhaft et de Broglie ont indépendamment vérifié ces conceptions, en suivant à l'ultramicroscope les mouvements de poussières chargées. La valeur qui résulte pour N de leurs mesures, qui pourront encore être perfectionnées en ce qui regarde l'évaluation nécessaire du rayon des granules, mais qui paraissent déjà plus précises que dans le cas de condensation de vapeur, est $65 \cdot 10^{22}$.

23. Mais la notion d'atome électrique a encore été élargie par un admirable travail de Rutherford, qui a pu déterminer sa charge, et

par suite la constante N , de plusieurs façons différentes, à partir d'observations relatives aux corps radioactifs.

Vous savez que les rayons α qui émanent de ces corps charrient de l'électricité positive. Rutherford réussit à montrer que leur action sur un électromètre se décompose en actions pouvant chacune provoquer une impulsion isolée, marquant donc le passage d'un projectile. D'autre part, on peut mesurer (et, malgré les apparences, cela est plus difficile) la charge globale d'électricité rayonnée. La charge d'un projectile s'ensuit aussitôt, et, sensiblement égale à 2 fois la charge atomique précédemment trouvée, conduit pour N à la valeur $62 \cdot 10^{22}$. De façon plus précise, par d'autres expériences, que je ne puis même résumer, Rutherford a montré que les projectiles α doivent être regardés comme des atomes d'hélium bivalents.

Un autre calcul se fonde d'une part, comme le précédent, sur la connaissance du nombre de projectiles α émis en une seconde par un gramme de radium ($3,4 \cdot 10^{10}$ d'après Rutherford) et, d'autre part, sur la connaissance de la masse d'hélium qui résulte de la transmutation continue du radium (débit soigneusement mesuré par Dewar), ce qui donne immédiatement le nombre d'atomes N qui forme un atome-gramme d'hélium. Ce calcul donne pour N , comme fait observer M. Moulin, la valeur $71 \cdot 10^{22}$ identique à celle que m'a donnée l'étude du mouvement brownien. Cette concordance extraordinaire à partir de moyens si profondément différents est d'autant plus frappante qu'ils n'ont pu absolument réagir les uns sur les autres, puisque le calcul n'a été fait qu'après que mes recherches étaient déjà publiées.

On retombe encore exactement sur le même nombre, si l'on sait quelle fraction d'une masse donnée de radium disparaît en une seconde par transmutation ($1,09 \cdot 10^{-10}$ d'après Boltwood), en écrivant que le nombre $226,5 \cdot 3,4 \cdot 10^{10}$ de projectiles émis en une seconde par atome-gramme est probablement égal au nombre $N \cdot 1,09 \cdot 10^{-10}$ d'atomes de radium qui se brisent pendant le même temps. Ce calcul donne pour N la valeur $70,6 \cdot 10^{22}$.

24. Enfin, on ne trouvera pas moins surprenant de retrouver encore à peu près les mêmes nombres à partir des mesures relatives au rayonnement des corps noirs, selon des théories qu'ont édifiées Planck et Lorentz. Je vous dirai seulement quelques mots de la marche relativement simple suivie par Lorentz.

Vous savez que la théorie cinétique des métaux a pour hypothèse

fondamentale l'existence dans tout métal de corpuscules électriques qui se meuvent en tous sens dans le métal, comme les molécules d'un gaz, et avec la même énergie cinétique moyenne. Cette extension de l'équipartition de l'énergie a été justifiée par le fait que Drude, en l'admettant, a pu calculer de façon exacte le rapport de la conductibilité électrique à la conductibilité thermique.

Ceci admis, Lorentz observe que, selon une loi connue d'électromagnétisme, ces corpuscules rayonnent de l'énergie chaque fois que leur vitesse change, et, suivant lui, ce rayonnement est précisément la lumière qu'émet le métal à la température considérée. L'analyse mathématique de cette idée lui permet de calculer en fonction de N et pour de grandes longueurs d'onde, quelle fraction d'énergie du rayonnement noir se trouve comprise entre deux longueurs d'onde déterminées. Or cette énergie peut se mesurer; de ces mesures encore imparfaites, Lorentz tire pour N la valeur $77 \cdot 10^{22}$.

Si l'on tient compte de l'importante correction apportée récemment par M. Féry à la constante du rayonnement, la valeur indiquée par Lorentz s'abaisse et devient $66 \cdot 10^{22}$.

25. Un tableau rassemblera utilement les valeurs moyennes données par les divers phénomènes qui, permettant de calculer N , forment dans leur ensemble le plus solide fondement de ce qu'on pourrait appeler le PRINCIPLE DE RÉALITÉ MOLÉCULAIRE.

Dans aucun cas, l'écart de la valeur trouvée avec $71 \cdot 10^{22}$ n'atteint la valeur qui serait permise par l'incertitude des mesures particulières au phénomène étudié.

	Phénomènes étudiés	Constante N
<i>Viscosité des gaz,</i> en tenant compte	de la densité du liquide.....	$> 45 \cdot 10^{22}$
	du pouvoir diélectrique du gaz.....	$< 200 \cdot 10^{22}$
	de la loi de Van der Waals.....	$60 \cdot 10^{22}$
MOUVEMENT BROWNIEN.	Répartition des grains.....	$70,5 \cdot 10^{22}$
	Agitation de translation.....	$71,5 \cdot 10^{22}$
	Agitation de rotation.....	$65 \cdot 10^{22}$
Diffusion des corps dissous (précision médiocre).....	$65 \cdot 10^{22}$	
Mobilité des ions dans l'eau (précision médiocre).....	$100 \cdot 10^{22}$	
Bleu du ciel (précision médiocre, mais pourra s'améliorer).		$90 \cdot 10^{22}$
Charges des ions dans les gaz.	Gouttelettes condensées sur ions.....	$75 \cdot 10^{22}$
	Ions collés sur fines poussières.....	$65 \cdot 10^{22}$
Rayons α .	Charge de chaque projectile.....	$62 \cdot 10^{22}$
	Durée de la vie du radium.....	$70,5 \cdot 10^{22}$
Énergie du spectre infra-rouge.....	Hélium dégagé par transmutation....	$71 \cdot 10^{22}$
		$66 \cdot 10^{22}$

Je crois impossible qu'un esprit dégagé de préventions n'éprouve pas une impression très forte en réfléchissant à l'extraordinaire diversité des phénomènes qui convergent ainsi précisément vers le même nombre, alors que, *pour chacun d'eux*, si l'on n'était guidé par la théorie moléculaire, on pourrait attendre *n'importe quel jeu de valeurs comprises entre zéro et l'infini*. Il sera donc désormais difficile de défendre par des arguments raisonnables une attitude hostile aux hypothèses moléculaires. Ces hypothèses forceront l'une après l'autre toutes les convictions, et le temps est venu où on accordera au principe fondamental de l'Atomistique autant de créance qu'à ceux de l'Énergétique. Je n'ai d'ailleurs jamais vu la nécessité d'opposer l'une à l'autre ces deux grandes disciplines, comme on a voulu quelquefois le faire, et je pense que leur union, bientôt définitive, consacrera leur double triomphe, et permettra de nouvelles conquêtes.

ABSORPTION DE L'ÉNERGIE ÉLECTRIQUE PAR UN MILIEU DIÉLECTRIQUE;

Par MM. F. BEAULARD et L. MAURY.

La mesure du pouvoir inducteur spécifique des substances diélectriques a été l'objet de nombreux travaux. On a opéré en utilisant des longueurs d'onde très différentes (les déterminations par les méthodes statiques peuvent être considérées comme correspondant à des longueurs d'onde infiniment grandes). On a cherché à vérifier la loi de Maxwell :

$$K = n^2.$$

Les résultats ont été très différents suivant le mode opératoire employé; il paraît certain que les expérimentateurs ont mesuré sous le nom de pouvoir inducteur spécifique des grandeurs d'espèces différentes. D'après Drude, il faut distinguer un indice *vrai* et un indice *apparent*. L'indice vrai est obtenu dans les mesures par les méthodes de propagation par fils; l'indice apparent dans les mesures par les méthodes de transmission directe à travers le milieu considéré. Dans le premier cas, le système de fils de concentration étant immergé dans l'air, puis dans le diélectrique, on cherche la vitesse de propagation d'une onde plane. On arrive au résultat en déterminant les

longueurs d'onde respectives λ et λ_1 :

$$\lambda = VT, \text{ dans l'air,} \quad \lambda_1 = VT, \text{ dans le diélectrique ;}$$

alors :

$$n = \frac{V}{V_1} = \frac{\lambda}{\lambda_1} \quad (n, \text{ indice vrai du milieu}).$$

Les dispositifs imaginés sont nombreux. Presque tous, à quelques modifications près, se ramènent au dispositif de Lecher.

Les indices apparents sont mesurés lorsque le circuit de propagation, siège du mouvement oscillatoire, se termine par deux plateaux de condensateur comprenant entre eux le diélectrique. L'onde plane qui se propage le long du fil, arrivée aux armatures du condensateur, ferme le circuit à travers le diélectrique et donne naissance à un courant de déplacement, dans le cas d'un diélectrique parfait, à la superposition d'un courant de déplacement et d'un courant de conduction, dans le cas d'un diélectrique imparfait. Le pouvoir inducteur spécifique trouvé par ces méthodes est en général plus faible que celui qui résulte des méthodes de mesure des longueurs d'onde.

Une fraction de l'énergie électrique mise en jeu dans l'onde de propagation est arrêtée, en effet, par le milieu. Cette absorption peut avoir lieu par transformation en chaleur Joule dans le cas où le milieu présente une certaine conductibilité. Dans le cas où le courant de conduction ne peut prendre naissance (ce qui a lieu, si le diélectrique, placé entre les armatures du condensateur, est séparé de celles-ci par une lame d'air), le diélectrique peut alors constituer une sorte d'aiguille électrométrique dont la déviation sera liée au pouvoir inducteur spécifique. Dans ce cas, il y a absorption d'énergie qui, comme l'a montré l'un de nous, ne peut être liée qu'à un phénomène de résonance. On a de véritables bandes d'absorption.

Drude a trouvé que, dans bien des cas, l'absorption est bien plus grande que ne le supposerait la conductibilité. Ainsi l'alcool amylique absorbe les radiations de longueur d'onde égale à 75 centimètres aussi fortement qu'une solution saline dont la conductibilité serait 20 000 fois plus grande.

Si on appelle ϵ le pouvoir inducteur trouvé par ces dernières méthodes, on peut poser avec Drude :

$$\epsilon = n^2 (1 - \chi^2).$$

ϵ , pouvoir inducteur spécifique apparent ;

n^2 , carré de l'indice électrique ou pouvoir inducteur spécifique vrai ;

χ , constante liée à l'absorption : l'affaiblissement de l'amplitude de

la vibration étant donnée par une exponentielle $e^{-2\pi\chi \frac{x}{\lambda}}$ pour une épaisseur égale à x et par suite $e^{-2\pi\chi}$ pour une épaisseur du diélectrique égale à une longueur d'onde.

Les théories modernes de la dispersion amènent à cette conclusion que si les phénomènes d'absorption sont liés à des phénomènes de résonance on devra trouver dans le voisinage des bandes d'absorption une dispersion anormale.

Drude part de la formule

$$n^2 (1 - i\chi)^2 = \epsilon_0 + \Sigma \frac{\epsilon_h}{1 + i \frac{a_h}{T} - \frac{\tau_1^2}{T^2}}$$

$$\eta = \frac{V_{\text{air}}}{V_{\text{diélectr}}}$$

ϵ_0 et ϵ_h sont des constantes ;

ϵ_h correspond à la h^{me} molécule ;

a_h , constante d'amortissement correspondant à la h^{me} molécule ;

τ_1 , période propre du mouvement considéré ;

T , période du mouvement incident ;

χ , indice d'absorption défini par l'énergie d'une onde incidente traversant une épaisseur λ de diélectrique.

$$n^2 (1 - i\chi)^2 = \epsilon_0 + \Sigma \frac{\epsilon_h \left(1 - \frac{\tau_1^2}{T^2}\right) - i \frac{a_h}{T}}{\left(1 - \frac{\tau_1^2}{T^2}\right)^2 + \frac{a_h^2}{T^2}}$$

en identifiant

$$n^2 (1 - \chi^2) = \epsilon_0 + \Sigma \frac{\epsilon_h \left(1 - \frac{\tau_1^2}{T^2}\right)}{\left(1 - \frac{\tau_1^2}{T^2}\right)^2 + \frac{a_h^2}{T^2}}$$

$$= \epsilon_0 + \Sigma \frac{\epsilon_h \left(1 - \frac{\tau_1^2}{T^2}\right)}{1 + \frac{\tau_1^4}{T^4} - 2 \frac{\tau_1^2}{T^2} + \frac{a_h^2}{T^2}}$$

$$2n^2\chi = \epsilon \frac{\frac{a_h}{T}}{\left(1 - \frac{\tau_1^2}{T^2}\right)^2 + \frac{a_h^2}{T^2}}$$

On a remarqué que les corps faisant exception à la loi de Maxwell sont des corps contenant l'oxydride OH. D'autre part, à la suite de ses études sur les tensions superficielles Ramsay a été conduit à admettre que plusieurs molécules chimiques peuvent s'associer pour former un groupement moléculaire de masse plus grande. Dans ce cas les molécules seraient réunies par des liens suffisamment lâches, et les oscillations du système pourraient être suffisamment lentes pour atteindre la période des ondes électriques. Pour des oscillations de l'ordre du mètre, les vibrations propres de la molécule pourront donc être regardées comme suffisamment grandes pour que $\frac{\tau^2}{T^2}$ soit négligeable :

$$n^2 (1 - \chi^2) = \epsilon_0 + \Sigma \frac{\epsilon_h}{1 + \frac{a_h^2}{T^2}}.$$

Si on émet l'hypothèse d'une seule bande d'absorption,

$$n^2 (1 - \chi^2) = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_h}{1 + \frac{a_h^2}{T^2}}.$$

Pour les charges statiques T est grand, $\frac{a}{T}$ négligeable. Alors

$$\epsilon_\infty = \epsilon_0 + \epsilon_h$$

et

$$n^2 (1 - \chi^2) = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_\infty - \epsilon_0}{1 + \frac{a_h^2}{T^2}} = A + \frac{\epsilon_\infty - A}{1 + \frac{a^2}{T^2}}.$$

Pour les vibrations petites T est de l'ordre des périodes d'oscillation de la lumière, et pour les corps transparents pour la lumière :

$$n^2 = A.$$

A est donc le carré de l'indice optique.

ϵ_∞ est la valeur du pouvoir inducteur spécifique trouvé par la méthode statique pour des longueurs d'onde très grandes. Drude a trouvé que $n^2 (1 - \chi^2)$, diminue avec la longueur d'onde. La dispersion ne saurait être qu'anomale.

Pendant l'expérience a démontré que, dans certains cas, on peut avoir une faible dispersion normale.

Dans les méthodes de détermination par le condensateur, ce que l'on détermine c'est en somme le terme global $\epsilon^2 = n^2(1 - \chi^2)$. Nous avons appliqué une méthode de ce genre à l'étude des phénomènes d'absorption présentés par des mélanges d'eau et d'alcool de richesse déterminée. C'est celle décrite par l'un de nous (1), dans laquelle un ellipsoïde en quartz contenant le diélectrique considéré est placé dissymétriquement aux lignes de force d'un condensateur relié aux extrémités des deux fils de concentration d'un champ hertzien. La déviation de cet ellipsoïde compensée par un bifilaire permet de connaître le pouvoir inducteur spécifique apparent dans les conditions de l'expérience.

Les résultats sont contenus dans le tableau suivant :

Concentration	$\lambda = 35$ mètres	$\lambda = 12$ mètres
100 0/0	$\epsilon = 4,565$	3,701
99	4,876	3,684
98	4,849	3,628
97	4,775	3,825
96	5,053	3,901
95	4,648	4,969
90	4,531	3,700
85	4,312	3,486
80	4,152	3,505
70	6,120	3,892
60	5,761	3,903
50	5,144	3,162
40	4,562	3,629
30	4,501	3,588
15	4,956	3,456
0	4,418	3,592

Les courbes (fig. 1) montrent les variations de ϵ (constante diélectrique).

Si l'on prend pour n^2 le nombre trouvé par les méthodes de grande longueur d'onde, c'est-à-dire les méthodes statiques, on trouve :

	Alcool	Eau
$\lambda = 35$ mètres	$\chi = 0,907$	$\chi = 0,972$
$\lambda = 12$ mètres	$\chi = 0,923$	$\chi = 0,977$

Pour ces solutions limites, la dispersion est anormale.

Les courbes qui représentent les variations de K présentent deux

(1) BEAULARD, *J. de Phys.*, 4^e série, t. V, p. 165 ; 1906.

maxima décalés les uns par rapport aux autres. Il semble que, pour certaines concentrations, ϵ ait une valeur plus grande, dans le cas

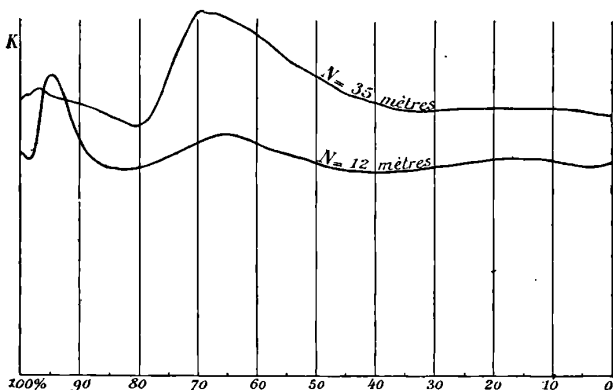


FIG. 1.

où on opère avec une longueur d'onde faible, que si on utilise une longueur d'onde plus élevée. Pour ces concentrations, la dispersion pourrait être normale.

POMPE A MERCURE AUTOMATIQUE (1);

Par M. P. KLEIN.

C'est presque un aphorisme de dire que la machine pneumatique est devenue l'un des instruments les plus indispensables du physicien. Cette considération nous a conduit à chercher la réalisation d'une machine pneumatique entièrement en verre qui permit d'obtenir rapidement les vides les plus élevés tout en satisfaisant aux conditions suivantes : fonctionnement entièrement automatique résultant de l'emploi d'une trompe à eau, absence de toute complication mécanique, ces complications rendant nécessairement les appareils onéreux, dimensions réduites.

L'appareil que nous avons réalisé est représenté dans son en-

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 2 juillet 1909.

semble par la *fig. 1* (échelle 1/6 environ) et, schématiquement, par la *fig. 2*. On voit qu'il se compose de pièces de verre soudées entre elles et montées dans une cage vitrée. L'une de ces pièces de verre, la boule A, constitue la pompe proprement dite. En se remplissant,

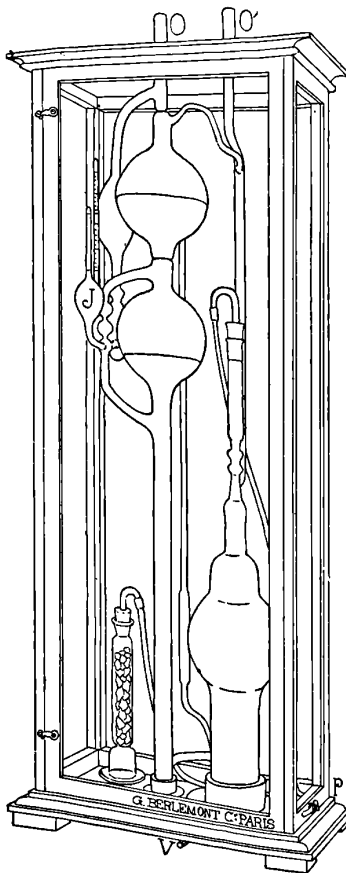


FIG. 1.

puis en se vidant de mercure, elle constitue une sorte de cœur qui, à chaque diastole aspire les gaz du récipient à vider pour les refouler à chaque systole, dans une autre pièce de verre C et de là dans la trompe à eau qui actionne tout l'appareil. Les pulsations de mercure sont produites par un dispositif d'automatisme qui a pour effet de faire varier périodiquement la pression qui s'exerce dans le réci-

pient B. Nous avons donc à décrire successivement le mécanisme d'aspiration et d'évacuation des gaz, puis le dispositif d'automatisme.

Dispositif d'aspiration et d'évacuation des gaz. — La boule A qui constitue, ainsi que nous venons de l'exposer, la pompe proprement

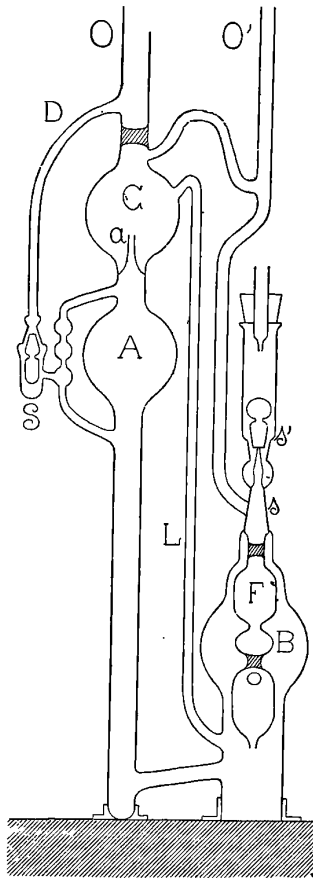


FIG. 2.

dite, communique d'une part au moyen d'un large tube avec le récipient B (*fig. 2*), d'autre part elle se termine à son extrémité supérieure en un tube *a*, ouvert dans la boule C et enfin par le moyen d'un tube doublement recourbé et muni de trois renflements, elle communique avec le récipient à vider que l'on a soudé ou relié au

tube O. Pour être complet, mentionnons encore une soupape S dont le rôle est d'empêcher le mercure de remonter dans le tube O, et notons que la boule C communique avec la trompe à eau qui est reliée au tube O'.

Lorsque, dans l'une des phases de son fonctionnement, la boule-pompe A se remplit de mercure, les gaz qu'elle contient, chassés par le liquide, s'échappent par l'orifice *a* dans la boule C et de là par O' dans la trompe à eau. Le mercure, continuant son mouvement, entraîne les dernières traces de gaz et se déverse à son tour dans la boule C en formant une nappe qui recouvre l'orifice supérieur de la boule-pompe. Lorsqu'au contraire, le mercure est rappelé dans le récipient B d'où il était sorti, la nappe liquide qui recouvre l'orifice *a* s'oppose au retour des gaz expirés, le vide barométrique se produit dans la boule-pompe et les gaz du récipient à vider sont aspirés. Le mercure reprenant ensuite sa course ascensionnelle, chasse ces gaz dans la trompe à eau, et ce manège se continue tant que la trompe à eau poursuit son action.

Dispositif d'automatisme. — Ce dispositif comprend, d'une part, un ensemble de deux soupapes de verre (non graissées), et d'autre part, un flotteur qui manœuvre ces soupapes sous l'influence des fluctuations de niveau du mercure dans le récipient B.

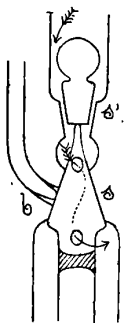


FIG. 3.

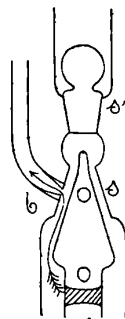


FIG. 4.

Les *fig. 3* et *4* montrent comment les soupapes sont constituées : l'une d'elles (*s*) est simplement formée par l'extrémité, rodée en cône, du flotteur, elle obture ou découvre l'orifice *b* d'un tube qui relie B à la trompe à eau, l'autre *s'* est indépendante, le flotteur la sou-

lève ou la laisse retomber sur son siège; lorsqu'elle est soulevée (*fig. 3*), B communique avec l'atmosphère (les flèches indiquent le trajet de l'air).

Le flotteur F (*fig. 2*) se compose de deux larges panses séparées par un renflement intermédiaire; la panse inférieure est ouverte, la panse supérieure est close. Lorsque le mercure atteint un niveau déterminé dans la région supérieure de B, le flotteur éprouve de la part du liquide une poussée assez considérable, il se soulève malgré la résistance de la soupape *s'*, et les rodages prennent la disposition de la *fig. 3*, c'est-à-dire que B est mis en communication avec l'atmosphère. Lorsque au contraire le mercure s'abaisse suffisamment dans B, le poids du flotteur l'emporte sur la poussée et le flotteur s'abaisse malgré l'attraction qui tend à maintenir le rodage *s* sur son siège; les rodages prennent donc la disposition de la *fig. 4*, et B est mis en communication avec la trompe à eau.

Fonctionnement de l'appareil. — L'appareil étant décrit, nous allons maintenant le faire fonctionner :

La *fig. 5* représente l'appareil au repos. Lorsqu'on actionne la trompe à eau, la pression de l'air enfermé dans la boule-pompe décroît, tandis que la pression atmosphérique continue à s'exercer dans le récipient B. Le mercure, obéissant aux lois de la physique, s'abaisse alors dans B pour s'élever dans la boule-pompe; il se déverse même dans la boule C par l'orifice *a* et par le tube L.

Il arrive un moment où, le mercure s'étant abaissé suffisamment dans le récipient B, le flotteur va s'abaisser, c'est ce que représente la *fig. 6*. Dès que ce mouvement du flotteur a eu lieu, le récipient B se trouvant mis en communication avec la trompe à eau, la pression y décroît et le mercure s'y précipite, abandonnant la boule-pompe; c'est alors que les gaz du récipient à vider sont aspirés.

La *fig. 7* représente l'état de l'appareil au moment où le flotteur va s'élever, mettant à nouveau le récipient B en communication avec l'atmosphère. Dès que cette communication s'est établie, le mercure s'élève dans la boule-pompe, chassant les gaz aspirés dans la trompe à eau. L'appareil continuant à fonctionner prend alternativement la disposition *fig. 6* et la disposition *fig. 7*.

Lorsqu'on a obtenu le vide que l'on désirait atteindre, on arrête la trompe à eau. La boule C se vide jusqu'à l'orifice *a* et le mercure prend le même niveau dans la boule-pompe et dans le tube qui pro-

longe le récipient B ; c'est ce que représente la *fig. 8*. Le vide se maintient dans le récipient en expérience, parce que la soupape S reste entourée de mercure.

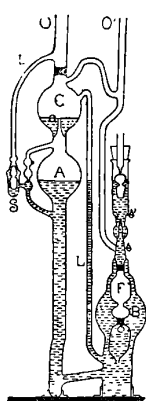


FIG. 5.

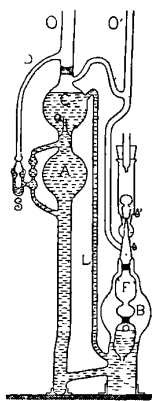


FIG. 6.

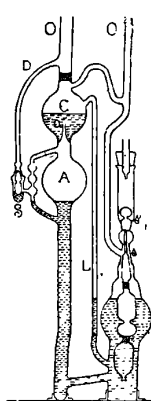


FIG. 7.

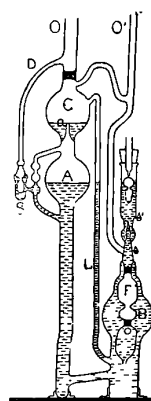


FIG. 8.

Afin qu'on puisse déterminer rapidement la pression qui règne à chaque instant dans le récipient en expérience, l'appareil a été muni d'une jauge automatique (J, *fig. 1*). Le mercure, dans ses mouvements, s'élève et s'abaisse dans cette jauge, faisant de lui-même la manœuvre nécessaire pour indiquer la pression.

Le fonctionnement de l'appareil se présente, comme on le voit, sous un jour assez simple quoique, à vrai dire, la théorie de l'automatisme, pour être exposée complètement, exigerait des calculs assez longs. Il ne suffit pas, en effet, que le mercure se déplace, il faut encore que l'ondée mercurielle correspondant à chaque pulsation ait un volume déterminé.

En résumé, l'appareil que nous venons de décrire permet d'obtenir les vides les plus élevés d'une manière particulièrement simple puisqu'il suffit d'actionner ou d'interrompre une trompe à eau pour le mettre en marche ou l'arrêter. Ses faibles dimensions et son montage solide dans une cage qui le met à l'abri des traumatismes en rendent le transport facile. L'absence de robinets ou de tout autre pièce graissée jointe à ce fait qu'il est entièrement clos lui permet de rester propre indéfiniment. Enfin son fonctionnement est rapide : il suffit d'une vingtaine de minutes pour obtenir le vide de Crookes dans un espace total de 1.000 centimètres cubes.

Cet appareil a été conçu au laboratoire de M. Bouty et les difficultés techniques qui se sont présentées pendant sa construction ont été surmontées grâce à la grande habileté de M. Berlemont en matière de verrerie.

**SUR LA DÉTERMINATION DE L'AZIMUT DES RAYONS SISMIQUES
A L'AIDE DE DIVERS INSTRUMENTS;**

Par M. A. PÉCSI.

En se basant sur le diagramme fourni par un seul instrument à deux composantes horizontales, le problème qui consiste à déterminer l'azimut d'un rayon sismique est assez simple, si on admet quelques hypothèses. L'observation permettra de contrôler la valeur de la méthode et des hypothèses.

Considérons un pendule poussé par une secousse. Le pendule oscille dans un plan déterminé par sa suspension et par la direction de la secousse. Partageons son mouvement en deux composantes et regardons de quoi dépendent les amplitudes des deux composantes. Elles ne dépendent que de l'amplitude du mouvement originel et de l'angle formé par la résultante avec les composantes. Si les deux composantes sont rectangulaires, on a :

$$\text{tang } \alpha = \frac{a}{b},$$

où a et b indiquent les amplitudes des deux composantes horizontales et α l'azimut du plan d'oscillation du pendule, si la direction de b coïncide avec celle du méridien.

Quel que soit le mode de construction du pendule, une des premières exigences est l'invariabilité des forces qui le ramènent dans sa position d'équilibre. L'invariabilité est exigée tantôt dans le temps, tantôt dans l'espace. Au point de vue de la sismologie, la pesanteur peut être considérée comme une force invariable, au moins entre les limites d'exactitude de la lecture des sismogrammes. Mais, dans ces dernières années, on a commencé à utiliser des pendules qui ont pour force motrice l'élasticité de ressorts, produisant des forces différentes et variables.

Si la force motrice du pendule est la même dans tous les azimuts, le pendule oscille toujours dans le plan correspondant à l'azimut de la secousse. Les azimuts des deux mouvements sont les mêmes, l'azimut de leur résultante doit être aussi le même. A ce point de vue, il est aussi indifférent que le pendule enregistre le véritable mouvement du sol ou une combinaison de ce mouvement avec ses oscillations propres. Le azimuts de tous ces mouvements sont identiques. Au contraire si la force motrice n'est pas la même dans tous les azimuts, le plan d'oscillation du pendule ne coïncide pas avec l'azimut de la secousse, mais il s'écarte de cette direction vers la force plus faible, moins résistante, et d'autant plus que les forces sont plus inégales.

Le tremblement de terre pousse le pendule par son point de suspension et non pas par la masse stationnaire. Mais cette circonstance n'altère pas du tout les conclusions que nous avons exposées relativement à l'azimut des secousses.

Dans la sismologie, ce sont des mouvements harmoniques du sol qui poussent le pendule. Lorsque le pendule est mobile autour d'un seul point, la longueur des ondes n'a aucune influence sur son mouvement. Lorsque le pendule est mobile autour d'un axe (en deux points), les différents points de l'axe peuvent se trouver au même instant dans des phases différentes. En ce cas, la formule mentionnée ci-dessus n'est plus valable. Mais la longueur des ondes sismiques est si grande (plusieurs kilomètres) qu'on peut considérer tous les points de l'axe comme se trouvant dans la même phase.

Pour pouvoir appliquer les considérations indiquées ci-dessus à la sismologie, il faut admettre deux hypothèses :

1° Que la secousse peut être traitée comme se propageant en ondes exclusivement longitudinales ou exclusivement transversales ;

2° Que les deux composantes horizontales sont comparables entre elles.

Si les mouvements sismiques se propagent en ondes longitudinales, on peut appliquer immédiatement la formule donnée ci-dessus. Si les ondes sont transversales, il faut prendre la cotangente au lieu de la tangente. Mais si les deux sortes d'ondes arrivent à la fois, il est impossible de déterminer l'azimut à l'aide du sismogramme. Cependant en cherchant à déterminer l'azimut selon cette méthode, on est renseigné sur la qualité des ondes, on voit notamment si

elles sont longitudinales ou transversales. Chaque diagramme sismique contient plusieurs sortes d'ondes, qui correspondent probablement à des vibrations de nature différente.

La comparabilité des composantes dépend de la construction de l'instrument. Le plus simple pendule sismique est celui qui est suspendu par un point. C'est M. Vicentini qui a appliqué cette manière de suspension à la sismologie. Il prend une lourde masse stationnaire portée par une tige de fer rigide d'une longueur de quelques mètres. La tige est fixée à la masse et, à l'autre bout, elle est suspendue par un mince fil de fer.

Théoriquement, il n'y a aucune raison pour que les deux composantes diffèrent entre elles. Au point de vue pratique, on rencontre quelques difficultés mais on les peut éliminer.

Si la force élastique du fil de fer qui porte tout le système n'est pas négligeable par rapport au poids de la masse du pendule, la résistance du fil de fer exerce une influence sensible sur la période du pendule. Si le fil de fer n'est pas homogène, si sa résistance est différente dans les diverses directions, les périodes des deux composantes seront également différentes, c'est-à-dire que l'instrument n'exécutera pas des oscillations, des mouvements harmoniques, mais un mouvement différent de celui du pendule. Cependant, par bonheur, on peut dire sans exagération qu'il est difficile de construire assez mal un pendule Vicentini pour que la différence des composantes devienne notable. A Padoue, dans l'observatoire de M. Vicentini, il y a trois pendules de même système : Leurs périodes sont déterminées avec une précision d'un dixième de seconde, et on ne peut constater aucune différence entre les composantes.

L'autre difficulté ne se présente que si l'on veut avoir un enregistrement mécanique. Les frottements aux bouts des styles correspondants aux deux composantes ne sont pas pareils, même ils peuvent différer d'une manière considérable. D'après les expériences que j'ai faites en plusieurs observatoires de Hongrie, il peut arriver que ces différences atteignent 50 0/0. Si l'influence du frottement n'est pas négligeable, vis-à-vis de la force exercée par la pesanteur sur la masse du pendule, nous retombons sur un cas semblable à celui que nous avons examiné relativement à l'influence du fil de fer. Surtout, si les agrandissements des deux composantes ne sont pas pareils, l'influence d'un même milieu (par exemple le noir de fumée) est alors différente sur les deux composantes, parce que le style à plus grande amplification occasionne un frottement plus

grand, en parcourant pendant le même temps, une plus grande trajectoire. Mais cette influence reste dans la plupart des cas négligeable, et si l'appareil n'est pas de construction très soignée, l'inégalité des périodes des deux composantes est presque imperceptible.

Si l'instrument est muni d'un seul appareil amortisseur, l'amortissement n'a presque aucune influence sur l'azimut du plan d'oscillation. Si les deux composantes ont leurs amortisseurs à part, on retrouve le même phénomène que dans le cas du frottement, mais l'influence sur la période est beaucoup plus forte et la plupart du temps fort nuisible.

Les pendules mobiles autour d'un axe (ou deux points fixes) comme ceux de Milne, Kilian, les pendules dits horizontaux ne peuvent osciller que dans un plan déterminé par leur suspension. Il en faut avoir toujours une paire pour connaître le mouvement horizontal. Pour comparer simplement les valeurs des deux composantes, il faut avoir deux instruments tout à fait identiques. C'est l'égalité des périodes qui a la plus grande importance. La construction actuelle de ces pendules ne permet pas le changement précis des périodes ; mais, en appliquant des vis micrométriques, on pourra facilement faire disparaître cet inconvénient. En tous cas ils ont un grand avantage : les deux composantes ne se dérangent pas l'une l'autre ; leur mouvement peut bien rester harmonique, quelle que soit la différence entre leurs périodes.

En dehors des pendules suspendus, on commence à utiliser, depuis quelques années, des pendules renversés, appuyés sur leur tige. La pesanteur ne ramène pas un tel pendule à sa position d'équilibre quand il en a été écarté mais elle le fait tomber. Il fallait appliquer une autre force pour ramener l'instrument dans sa position d'équilibre et pour produire un mouvement harmonique autour de cette position. C'est la force élastique qui est capable d'engendrer des oscillations harmoniques et c'est elle qu'on a appliquée à la sismologie pour remplacer les pendules à pesanteur. On a supposé que ces instruments à ressort exécutent les mêmes mouvements que le pendule à pesanteur ; mais cette hypothèse est fort loin de la réalité.

Pour pouvoir produire des oscillations harmoniques dans n'importe quelle direction, on a appliqué deux ressorts moteurs : l'un dans la direction N.-S., l'autre dans celle E.-W. Pour obtenir des oscillations harmoniques dans l'azimut de la secousse, nous avons

besoins de deux ressorts ayant exactement même force élastique. L'inégalité des ressorts peut produire deux inconvénients : elle écarte le mouvement pendulaire de l'azimut de la secousse, et elle produit deux périodes différentes dans les deux composantes.

La pesanteur, — entre les limites de précision des observations sismiques, — peut être considérée comme invariable et identique dans tous les azimuts. Les deux ressorts des pendules renversés, au contraire, diffèrent l'un de l'autre d'une manière considérable. On n'observe pas immédiatement les forces, mais les périodes. M. Wiechert, qui, le premier, a construit et appliqué de tels pendules à la sismologie, ne communique pas à part les données des deux composantes. Nulle part je n'ai trouvé un groupement tel que celui des observations faites à Goettingue, sans doute les plus authentiques à cet égard, qui permettent la comparaison des deux composantes. Par bonheur, il y a d'autres instruments de même principe, construits aussi d'après les idées de M. Wiechert, dont les données sont groupées suivant les deux composantes. Par exemple, dans l'observatoire de Budapest, la différence atteint 10 0/0, à Vienne et à Grätz 20 0/0. Il faut ajouter encore que leur valeur est fort variable, on peut dire au jour le jour. Un instrument qui présente pour les deux composantes deux périodes fort différentes, fort variables, ne peut pas être considéré comme un pendule et ne peut pas être employé à la détermination de l'azimut des rayons sismiques.

La détermination de l'azimut est destinée à résoudre le problème de la propagation des ondes sismiques, notamment en ce qui concerne la question de savoir si elles se propagent en ondes longitudinales ou transversales. J'espère que, dans un avenir prochain, je pourrai faire connaître le résultat d'observations relatives à ce sujet. Cependant les données fournies par un seul observatoire, qui n'est muni que de trois sortes d'instruments, ne suffisent pas pour permettre de décider quel pendule est le plus apte à de telles déterminations. Par l'organe du *Journal de Physique*, je demande à tous ceux qui s'intéressent à ce problème d'exécuter des observations analogues et de vouloir bien en publier les résultats.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXVI; 1908.

M. PLANCK. — Zur Dynamik bewegter Systeme
(Dynamique des systèmes en mouvement). — P. 1-35.

Un système formé exclusivement de rayonnement électromagnétique, sans matière pondérable, obéit aux lois de la Mécanique et aux deux principes de la Thermodynamique. L'étude de ces systèmes montre que plusieurs des axiomes de la Dynamique ne peuvent prétendre à une exactitude rigoureuse, mais constituent seulement des approximations suffisantes pour la pratique.

Ainsi, par exemple, la décomposition en deux termes de l'énergie d'un corps pondérable en mouvement, un terme indépendant de l'état interne du corps et fonction seulement de la vitesse, l'autre indépendant de la vitesse et fonction de l'état interne (densité, température, composition chimique), n'est plus possible dans le cas du rayonnement électromagnétique. Car l'énergie que possède le corps sous forme de rayonnement dépend de la vitesse.

De même la définition de la masse cesse d'avoir un sens précis. Depuis Newton, on la considérait comme un élément tout à fait invariable, caractéristique du corps. Or, on peut démontrer d'une manière générale que la masse dépend de la température.

En effet, la masse est définie par l'énergie cinétique, et celle-ci ne peut être séparée de l'état interne du corps ; cela tient à l'influence de l'énergie due au rayonnement calorifique interne. Il en serait de même si on voulait définir la masse par la quantité de mouvement.

Dans le même ordre d'idées, on peut se demander s'il y a identité entre la *masse d'inertie* et la *masse pondérable*. En d'autres termes, le rayonnement calorifique contenu dans une enceinte à parois réfléchissantes, qui possède une masse d'inertie, possède-t-il aussi une masse pondérable? On peut rendre l'inertie du rayonnement aussi grande qu'on le veut par rapport à celle des parois matérielles en donnant à l'enceinte un volume suffisant. Une pareille enceinte, hermétiquement isolée, mais libre d'autre part, constitue un solide dont le mouvement obéirait à des lois tout à fait différentes de celles de la mécanique usuelle. Car, s'il suit la loi de l'inertie, sa masse est

fonction de la température et de l'angle que fait la direction de la translation avec celle de la force motrice.

Il faut remarquer que si, pour ces motifs, une révision des principes de la dynamique s'impose au point de vue théorique rigoureux, les principes usuels conservent leur valeur pratique.

Des principes de la dynamique usuelle reste valable dans la dynamique générale seulement le principe de moindre action.

L'auteur expose ensuite les points fondamentaux de la dynamique du rayonnement.

G. BAKKER. — Dünne Flüssigkeitshäute und kleine Flüssigkeitströpfchen (Membranes minces et gouttelettes de liquide). — P. 35-59.

L'auteur a exposé les travaux dans une série de mémoires originaux parus dans le *Journal de Physique*.

K. TANGL. — Ueber die Dielektrizitätskonstante einiger Gase bei hohem Druck (Pouvoir inducteur de quelques gaz sous haute pression). — P. 59-79.

Le pouvoir inducteur est déduit de la capacité d'un condensateur formé d'une série de tubes cylindriques concentriques.

Le pouvoir inducteur de l'hydrogène, de l'azote, de l'air croît avec la pression. La variation est en moyenne entre 20 et 100 atmosphères à 20°, de 0,0023 par atmosphère pour l'hydrogène, 0,0055 pour l'azote et l'air. Elle devient un peu moins rapide à mesure que la pression s'élève.

L'expression de Clausius-Mossotti :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{D-1}{D+2}$$

reste constante jusqu'à 100 atmosphères.

Le pouvoir inducteur D est égal au carré de l'indice n^2 calculé par une longueur d'onde infinie.

H. HAPPEL. — Zur Kinetik und Thermodynamik der Gemische (Cinétique et Thermodynamique des mélanges). — P. 95-119.

L'équation de Van der Waals peut s'appliquer aux mélanges à la condition d'appliquer une correction au volume. L'auteur calcule cette correction.

Soient N_2 le nombre total des molécules de l'un des gaz constituants ; ν_1 , la masse d'une molécule ; m_1 , le poids moléculaire ; N_2 , μ_2 , m_2 , les quantités analogues pour le deuxième gaz :

$$n_1 = \frac{N_1 \mu_1}{m_1}, \quad n_2 = \frac{N_2 \mu_2}{m_2},$$

$$\lambda = \frac{n_1}{n_1 + n_2};$$

l'équation caractéristique du mélange est :

$$p = \frac{RT}{v - b_x} - \frac{a_x}{v^2},$$

où :

$$b_x = b_{11} m_1 (1 - x)^2 + b_{22} m_2 x^2 + 2b_{12} \sqrt{m_1 m_2} x (1 - x),$$

$$a_x = a_{11} m_1^2 (1 - x)^2 + a_{22} m_2^2 x^2 + 2a_{12} m_1 m_2 x (1 - x),$$

les a et b ayant une signification analogue à celle des coefficients de la formule de Van der Waals.

La règle des phases s'applique aux mélanges binaires ; mais il se peut que le nombre maximum des phases ne soit pas réalisé.

K. MARKAU. — Dämpfung elektrischer Schwingungen in Kondensatorkreisen, welche statt der Luftfunkenstrecke eine Cooper-Hewittsche Quecksilberbogenlampe enthalten (Amortissement des oscillations dans un circuit de condensateur où l'exploseur est remplacé par une lampe Cooper-Hewitt à arc de mercure). — P. 167-200.

La forme des courbes de résonance s'écarte de la forme théorique et la méthode de Drude pour la détermination des décrets n'est plus applicable : cependant on peut calculer une valeur moyenne de l'amortissement d'après les élancements simples. Cette valeur moyenne est un peu plus petite que celle de l'amortissement obtenu avec l'exploseur.

La pression de la vapeur de mercure dans la lampe influe beaucoup sur les oscillations, sur l'amortissement et la résistance de la lampe. Un accroissement de pression augmente l'amortissement et la résistance et affaiblit les oscillations.

Une élévation de température produit les mêmes effets, sans doute par suite de l'augmentation de pression qu'elle provoque.

Pour une même valeur de la self-induction, le décrement logarith-

mique croît, et la résistance de la lampe diminue quand on augmente la capacité.

L'amortissement dépend surtout du rapport de la capacité à la self-induction, $\frac{C}{L}$.

Pour une même longueur d'onde $\lambda = 158$ mètres ;

Si $\frac{C}{L} > 0,05$, l'amortissement croît d'abord proportionnellement à $\frac{C}{L}$, puis plus lentement.

Si $\frac{C}{L} < 0,05$, le décrétement est d'autant plus grand que $\frac{C}{L}$ est plus petit. Cette valeur 0,05 répond donc à un minimum de l'amortissement.

La résistance ne présente pas de minimum, elle décroît quand la capacité augmente, rapidement d'abord, puis plus lentement, en tendant vers une valeur constante.

Le minimum de décrétement n'existe pas quand le circuit renferme un exposeur au lieu de la lampe.

W. SCHLETT. — Ueber die Aenderung der Dichte und spezifischen Wärme bei Platin und Nickel durch Bearbeitung und über Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme derselben (Variation de la densité et de la chaleur spécifique du platine et du nickel provoquée par les traitements mécaniques : variation de la chaleur spécifique avec la température). — P. 201-210.

Les échantillons ayant subi des traitements mécaniques se comportent comme les modifications allotropiques des métalloïdes.

La loi de Richarz suivant laquelle la forme la plus dense possède la plus petite chaleur spécifique se vérifie.

Une élévation de température produit une modification de l'état moléculaire plus profonde qu'un traitement mécanique.

E. GRÜNEISEN. — Ueber die thermische Ausdehnung und die spezifische Wärme der Metalle (Dilatation thermique et chaleur spécifique des métaux). — P. 211-216.

Le quotient du coefficient de dilatation d'un métal par sa chaleur spécifique est à peu près indépendant de la température.

Cette relation empirique se vérifie pour le platine et l'iridium ; pour les autres métaux, le quotient augmente légèrement quand la température s'élève :

H. WITTE. — Weitere Untersuchungen über die Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen unter der Annahme eines kontinuierlichen Weltäthers (Nouvelles recherches sur l'explication mécanique des phénomènes électriques par l'hypothèse d'un éther universel continu). — P. 235-311.

F. DOLEZALEK. — Ueber Binantenelektrometer für Zeiger und Spiegelablesung (Electromètre avec secteurs semi-circulaires à index et à miroir). — P. 312-328.

Cet électromètre est une modification de l'électromètre à quadrants. La boîte et l'aiguille sont divisées seulement en deux moitiés Q_1, Q_2 , et N_1, N_2 . Pour éviter les oscillations latérales de l'aiguille, celle-ci, de même que les fonds de la boîte ne sont pas plans, mais en forme de calottes sphériques, concentriques, très aplaties. Le centre de ces sphères est au point de suspension de l'aiguille.

Les deux moitiés de l'aiguille sont isolées l'une de l'autre; elles communiquent avec l'extérieur l'une par le fil de platine qui sert de suspension, l'autre par une spirale de fil plus fin qui pend au-dessous.

Le milieu de la batterie de charge est relié à l'un des secteurs et au sol; les deux pôles sont en communication l'un avec le fil de suspension de l'aiguille, l'autre avec le fil inférieur, de sorte que les deux moitiés de l'aiguille sont chargées à des potentiels égaux et de signe contraire. Le deuxième secteur est porté au potentiel à mesurer.

Si on appelle N la valeur absolue commune des potentiels des deux moitiés de l'aiguille, $V_1 - V_2$ la différence de potentiel à mesurer, α l'élongation :

$$\alpha = K \cdot 2N (V_1 - V_2),$$

K étant une constante. L'élongation α est donc directement proportionnelle à $V_1 - V_2$ même si N est petit. Aucun renversement de signe n'est nécessaire comme avec l'électromètre à quadrants ordinaire. De plus la proportionnalité se conserve sur un angle sept fois plus grand environ que dans ce dernier instrument, quand on fait la lecture avec une aiguille.

L'électromètre à secteurs garde la même supériorité quand on fait les lectures au miroir. Il permet de mesurer les potentiels compris entre 0,001 et 100 volts.

G. SCHULZE. — Ueber die elektrolytische Ventilwirkung der Metalle Zink, Cadmium, Silber und Kupfer (Effet de soupape électrolytique des métaux zinc, cadmium, argent et cuivre). — P. 372-392.

Dans une dissolution de carbonate de potassium dans l'eau, le zinc et le cadmium jouent le rôle de soupape électrolytique (comme l'aluminium).

L'argent dans les dissolutions des hydracides HCl, HBr, HI, le cuivre dans la dissolution de HF forment aussi soupape; le phénomène paraît être provoqué non par une couche gazeuse, mais par une couche solide.

Les propriétés des métaux relatives à cet effet de soupape paraissent liées étroitement à leur place dans la classification périodique des éléments.

E. GRÜNEISEN. — Zusammenhang zwischen Kompressibilität, thermischer Ausdehnung, Atomvolumen und Atomwärme der Elemente (Relation entre la compressibilité, la dilatation thermique, le volume atomique et la chaleur spécifique atomique des éléments). — P. 393-402.

On peut établir par la théorie que, par tous les éléments monoatomiques, liquides ou solides, le coefficient

$$\left(\frac{dp}{dT}\right)_v = \text{const}$$

est un même multiple du nombre d'atomes contenu dans l'unité de volume.

Tous ces éléments subissent la même élévation de température pour une même compression adiabatique.

Le produit du coefficient $\left(\frac{dp}{dT}\right)_v$ par le volume atomique est une fonction linéaire de la chaleur atomique.

Ces prévisions se vérifient sur la plupart des métaux.

Pour la plupart aussi, le rapport des chaleurs spécifiques $C_p : C_v$ est déterminé surtout par le produit de la température absolue et du coefficient de dilatation correspondant à cette température.

H. DEMBER. — Ueber lichtelektrische Kanalstrahlen
(Rayons-canaux photoélectriques). — P. 403-408.

Les rayons ultraviolets provoquant, en même temps que l'émission de rayons cathodiques, celle de rayons-canaux chargés positivement.

G. KOHLRAUSCH et R. WEBER. — Electrochemisches Aequivalent und Temperatur
(L'équivalent électrochimique dépend-il de la température ?). — P. 409-438.

Soient deux masses du même électrolyte en contact à des températures différentes θ , θ' ; si l'équivalent électrochimique varie avec la température, on peut établir par la théorie que des ions seront libérés sur la surface de séparation. Ce résultat est indépendant des vitesses de transport des ions.

En pratique, la température ne varie pas brusquement sur la surface de séparation, mais d'une manière continue dans une couche de passage; les considérations théoriques restent valables, si on remplace les valeurs différentes de l'équivalent électrochimique par celles qui correspondent aux conditions régnant dans les sections d'entrée et de sortie du courant.

Pour réaliser les expériences, on emploie des tubes en U dont les branches se terminent par des parties élargies, dans lesquelles plongent les électrodes. Il est de toute nécessité que le verre ne soit pas attaqué par la dissolution, car, en raison des quantités minimales de matière dont l'analyse doit révéler la présence, l'expérience serait illusoire. Seuls les verres borosilicatés d'Iéna, notamment le numéro 59, satisfont à cette condition.

Un élément thermoélectrique enveloppé dans un manchon du même verre indique la température. La courbure du tube en U est plongée dans un bain de glace; le reste est chauffé par le courant même qui sert à l'électrolyse. Pour retarder les effets de la diffusion et pouvoir prolonger l'expérience, on ajoute à l'électrolyte un colloïde. Le choix de ce colloïde et du sel, qui ne doivent pas s'altérer l'un l'autre est assez limité. Le colloïde employé, après plusieurs essais peu satisfaisants a été l'amidon d'arrow-root (1 gramme pour 4 centimètres cubes de dissolution); les sels ont été les chlo-

rures de potassium et de sodium, l'iodure et le bromure de potassium, le chlorate et l'azotate de sodium.

Il résulte des expériences que l'influence de la température sur la valeur de l'équivalent électrochimique, si elle existe, est extrêmement faible, 10^{-6} par degré au plus ; dans le cas de l'iodure, à cause de la sensibilité de la réaction de l'amidon, on peut même affirmer qu'elle est inférieure à 10^{-7} .

H. TOBUSCH. — Ueber elastische und magnetische Nachwirkung (Hysteresis) [Résidus d'élasticité et d'aimantation (hystérésis)]. — P. 439-482.

Ces recherches ont pour but de vérifier la théorie de Wiechert. Les hypothèses fondamentales de cette théorie sont les suivantes : Quand un corps élastique, maintenu dans des conditions extérieures invariables, ne subit aucune transformation, il est dit en catastase ou état normal. Par suite, à toute forme de catastase, si on laisse de côté les déformations permanentes, rupture, flexion, etc., correspond un système de pressions invariable parfaitement déterminé, appelé système catastatique. Le système de forces qu'il faut adjoindre à celui-là pour obtenir le système réel représente les termes résiduels.

Les expériences d'élasticité ont porté sur la flexion de ressorts spiraux (ressorts d'horlogerie), les uns trempés durs, sans recuit, les autres recuits. Les expériences d'aimantation ont été effectuées par la méthode du magnétomètre.

La théorie de Wiechert se vérifie au point de vue qualitatif et quantitatif aussi bien pour les résidus élastiques que pour les résidus magnétiques.

W. ENGLER. — Ueber den Einfluss der Temperatur auf radioaktive Umwandlungen (Influence de la température sur les transformations radioactives). — P. 483-521.

Les transformations de l'émanation du radium, du radium A, B, C, sont accélérées par une élévation de température ; cette accélération ne se produit que pendant la durée du chauffage, et les constantes reprennent leurs valeurs primitives en même temps que la température.

L'émanation du radium ne paraît pas être un gaz simple.

P. CERMAK. — Thermoelektrische Kraft und Peltiereffekt beim Uebergange vom festen zum flüssigen Aggregatzustand (Pouvoir thermoélectrique et effet Peltier au passage de l'état solide à l'état liquide). — P. 521-531.

La courbe thermoélectrique du couple cuivre-mercure ne présente pas de point anguleux correspondant à la solidification du mercure. Mais ce point existe quand le cuivre est étamé.

L'effet Peltier aux contacts constantan-étain, constantan-cadmium, constantan-mercure, ne subit aucune variation au moment de la fusion.

A. EINSTEIN et J. LAUB. — Ueber die elektromagnetischen Grundgleichungen für bewegte Körper (Equations électromagnétiques fondamentales pour les corps en mouvement). — P. 532-551.

A. EINSTEIN et J. LAUB. — Ueber die im elektromagnetischen Feld auf ruhende Körper ausgeübten ponderomotorischen Kräften (Forces exercées dans le champ électromagnétique sur les corps en repos). — P. 541-550.

P.-P. KOCH. — Ueber das Verhältniss der spezifischen Wärmen $\frac{C_p}{C_v} = k$ in trockener, kohlensäurefreier atmosphärischer Luft als Funktion des Druckes bei den Temperaturen 0° und -79°,3 (Rapport des chaleurs spécifiques $\frac{C_p}{C_v} = k$ dans l'air atmosphérique sec et dépouillé de gaz carbonique en fonction de la pression aux températures 0° et - 79°,3). — P. 551.

Le rapport k a été déterminé par la méthode des figures de Kundt. Les résultats moyens de 25 en 25 atmosphères sont les suivants :

Pression	Vitesse du son	
	à 0°	à -79°,3
1	1,000	0,842
25	1,008	0,831
50	1,002	0,830
75	1,041	0,843
100	1,064	0,885
125	1,095	0,960
150	1,132	1,047
175	1,163	1,140
200	1,220	1,239

FR. KOHLRAUSCH. — Ueber das von F. und W. Kohlrausch bestimmte elektrochemische Aequivalent des Silbers, insbesondere mit Rücksicht auf die Sogenannte Anodenflüssigkeit (Sur l'équivalent électrochimique de l'argent déterminé par F. et W. Kohlrausch, en particulier en ce qui concerne le liquide anodique). — P. 580-596.

La quantité d'argent recueillie dans l'électrolyse varie un peu suivant que l'électrolyse est faite à l'abri de l'oxygène ou non. D'après des expériences effectuées spécialement pour étudier cette influence, l'erreur qui en résulte sur la valeur de l'équivalent électrochimique de l'argent est inappréciable ($< 0,002$ 0/0).

G. MIE. — Sättigungsstrom und Stromkurve einer schlecht leitenden Flüssigkeit (Courant de saturation et courbe de courant dans un liquide mauvais conducteur). — P. 597-614.

D'après la théorie de J.-J. Thomson, établie en supposant le champ électrique uniforme, la courbe qui représente la conductibilité en fonction de l'intensité dans un liquide ne contenant que peu d'ions, est une parabole. Les courbes expérimentales obtenues par Schröder s'écartent systématiquement de la forme parabolique.

Ces écarts s'expliquent parce que le champ électrique n'est pas uniforme entre les électrodes.

Mais, si on exprime l'intensité en fraction de l'intensité de saturation et la conductibilité en fraction de la conductibilité maximum, la forme des courbes devient indépendante de la distance des électrodes.

Les courbes expérimentales ont la forme calculée en tenant compte de la répartition du champ électrique.

G. QUINCKE. — Die Schaumstruktur des Schwefels und deren Einfluss auf Doppelbrechung, Dichroismus elektrische Eigenschaften und Krystallbildung (Structure en forme de mousse du soufre : son influence sur la biréfringence, le dichroïsme, les propriétés électriques et la cristallisation). — P. 623-711.

Le soufre fondu visqueux entre 160° et 200° est un liquide colloïdal avec des cellules de mousse à parois visibles et à parois invisibles.

La tension superficielle du soufre fondu au contact de l'air est environ :

de 120° à 160°.....	610 à 560 dyn/cm
à 250°.....	1 220
à 448°.....	460

L'auteur décrit un grand nombre de particularités observées pendant la fusion ou la solidification du soufre.

J. LAUB. — Ueber die durch Röntgenstrahlen erzeugten sekundären Kathodenstrahlen (Rayons cathodiques secondaires produits par les rayons de Röntgen). — P. 712-726.

L'intensité de ces rayons cathodiques est d'autant plus grande que la densité du corps frappé par les rayons de Röntgen est plus grande. Le nombre des électrons émis décroît avec l'intensité des rayons de Röntgen. L'intensité dépend aussi du degré de dureté du tube de Crookes, mais non de l'état de la surface du métal irradié ; elle est d'autant plus grande que l'incidence des rayons sur cette surface est plus oblique.

La vitesse maximum des électrons émis croît avec la dureté du tube de Crookes, mais elle est indépendante de l'intensité des rayons primaires.

E. PRINGAL. — Ueber den wesentlichen Einfluss von Spuren nitrosen Gase auf die Kondensation von Wasserdampf (Influence essentielle de traces de vapeurs nitreuses sur la condensation de la vapeur d'eau). — P. 000-000.

L'influence de l'ozone sur la condensation de la vapeur d'eau observée par différents expérimentateurs n'est pas due à l'ozone lui-même, mais aux traces de vapeurs nitreuses produites par l'action de l'ozone sur l'air ou l'azote.

Si l'oxygène ozonisé, l'azote, l'oxygène ou l'hydrogène sont soumis à l'action d'un champ électrique alternatif ou de l'étincelle, la condensation est accrue. Cet accroissement doit être attribué aussi aux vapeurs nitreuses formées aux dépens des traces d'impuretés renfermées dans les gaz employés.

- L. SILBERSTEIN. — Ueber elektromagnetische Unstetigkeitsflächen und deren Fortpflanzung (Surfaces de discontinuité électromagnétiques et leur propagation). — P. 751-762#
- J. STARK. — Ueber die Spektre des Sauerstoffs (Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen) (Spectres de l'oxygène : effet Doppler dans les rayons-canaux). — P. 806-832.

L'existence de l'effet Doppler dans les rayons-canaux de l'oxygène, qu'avait cru observer Siegl, a été contestée par Paschen. D'après les détails des expériences, il paraît très probable que le gaz employé par Siegl n'était pas pur. Il prétend, en effet, que la lumière des rayons-canaux de l'oxygène est blanche, alors qu'elle est couleur chair aux pressions relativement élevées et se teinte de bleu quand on diminue la pression et augmente la chute de potentiel.

Les expériences de M. Stark ont été effectuées dans des conditions qui permettaient d'obtenir une grande intensité des lignes spectrales. Le gaz était purifié avec soin et renouvelé pendant la longue durée de l'expérience (sept à huit heures de pose). L'appareil spectrographique, construit spécialement pour ces recherches, possédait une grande luminosité.

Les lignes appartenant au spectre dit « spectre étincelle » de l'oxygène subissent l'effet Doppler, comme l'a observé Paschen. La valeur de $\frac{\epsilon}{\mu}$ déduite des mesures serait 574 : pour un atome d'oxygène monovalent, c'est-à-dire ayant perdu un électron négatif, $\frac{\epsilon}{\mu}$ serait égal à 600. On est donc tenté d'en conclure que le centre d'émission de ces lignes est l'atome d'oxygène monovalent. Mais cette conclusion ne paraît pas légitime. On a supposé, en effet, pour calculer les chiffres ci-dessus, que toute l'énergie de la décharge se retrouve sous forme d'énergie cinétique dans les rayons-canaux. Or, ces rayons traversant le gaz et émettant de la lumière perdent certainement de l'énergie. Leur énergie maximum ne dépasse pas 40 à 60 0/0 de l'énergie de la décharge. Si on admet que cette fraction est de $\frac{1}{3}$, on trouve $\frac{\epsilon}{\mu} = 1\ 722$; les centres d'émission seraient alors des atomes di- ou trivalents.

Rungs et Paschen ont considéré les triplets $\lambda = 7\ 770$ et $\lambda = 3\ 947$ comme les premiers termes d'une série principale : les longueurs

d'onde calculées pour les termes suivants seraient 3 334 et 3 417; ils n'ont pas réussi à découvrir ces lignes. M. Stark a observé sur ses photographies deux raies 3 310 et 3 412, qui paraissent être les termes cherchés.

L'effet Doppler a été constaté sur les lignes $\lambda = 4368$ et $\lambda = 3947$, qui sont intenses.

Mais cet effet est moins accusé de beaucoup sur les lignes des séries que sur les lignes du spectre d'étincelle. Tandis que, pour ces dernières, les intensités de la raie déplacée et de la raie fixe sont dans le rapport de 1,5 : 1; ce rapport n'est que de 1 : 15 pour les premières.

Outre le spectre d'étincelle et le spectre des séries, l'oxygène possède encore deux spectres de bandes. L'un de ces spectres est fourni par la lueur négative (Wüllner, Schuster); il se trouve aussi dans la lumière des rayons-canaux. On y distingue entre autres six bandes, qui présentent une constitution analogue : la tête située du côté du rouge est formée de cinq lignes larges et nettes, peut-être complexes elles-mêmes, puis d'une sixième ligne intense. Cinq de ces bandes paraissent ordonnées en groupe.

Le spectre de la lumière positive présente, outre les lignes de séries, un spectre continu peu intense.

L'étude de spectre ultraviolet n'a révélé l'existence d'aucune bande intense jusqu'à $\lambda = 2400$.

L'auteur maintient la proposition qu'il a énoncée dans ses précédents mémoires : les centres d'émission des spectres de lignes des corps simples sont des atomes ayant perdu un ou plusieurs électrons. D'après les résultats spectrométriques, il semble qu'un même atome puisse ainsi perdre un ou plusieurs électrons. Par contre, les résultats ne paraissent pas confirmer que les centres d'émission des séries de doublets soient des atomes monovalents, ceux des séries de triplets des atomes bivalents. Il est possible qu'un même atome puisse émettre un doublet ou un triplet, grâce à la complexité des mouvements des rayons-canaux produits par une même chute de potentiel cathodique, mouvements qui sont de plus différemment amortis par les collisions et le rayonnement.

L. HOLBORN et F. HENNING. — Ueber das Platinthermometer und den Sättigungsdruck des Wasserdampfes zwischen 50 und 200° (Thermomètre à résistance de platine et force élastique maximum de la vapeur d'eau entre 50 et 200°). — P. 833-883.

Les pressions ont été mesurées à l'aide d'un manomètre à air libre formé d'un tube d'acier avec ajutages et branchements latéraux en verre pour les lectures. L'échelle graduée, fixée au bâti, est tracée sur glace, et par portions de 2 mètres; sur une longueur totale de 12 mètres, celle-ci a été contrôlée à l'aide d'un ruban d'acier de 12 mètres, étudié à l'Institut impérial et reconnu exact à 0^{mm},2 près, sous une tension donnée. La température du mercure est mesurée par la résistance électrique d'un fil de nickel tendu le long du tube d'acier : elle est connue à 0°,1 près.

La pression est calculée d'après la hauteur du mercure, en la ramenant aux conditions normales de pesanteur et en tenant compte de la compressibilité du mercure.

Pour les pressions inférieures à 1 atmosphère, on emploie un petit manomètre en verre à cuvette mobile.

La force élastique maximum de la vapeur d'eau est mesurée par la méthode dynamique ou de l'ébullition.

La mesure la plus délicate est la mesure de la température; elle a été effectuée à l'aide des résistances de platine.

Ces résistances se composent d'un fil de platine de 0^{mm},1 recuit électriquement et enroulé double sur un croisillon de mica; aux extrémités sont soudés des fils d'argent se terminant par des fils de cuivre. Toutes les soudures sont à l'intérieur des tubes protecteurs. Les courants thermoélectriques, d'ailleurs très faibles, n'apportent aucune perturbation.

Les thermomètres sont au nombre de trois : ils ont été comparés à des résistances de manganine et leurs points fixes (0° et 100°) déterminés à fréquentes reprises. Comme on veut atteindre une exactitude de 0°,01, il faut définir avec précision l'échelle de température; les indications des thermomètres ont été ramenées à l'échelle thermodynamique.

D'après les mesures antérieures, la température d'ébullition du soufre, évaluée dans cette échelle, est 445°. Les auteurs ont cherché comment varie cette température avec la pression au voisinage de la pression atmosphérique ordinaire, dans un intervalle de

± 100 millimètres. Ils ont trouvé qu'elle est bien représentée par la formule :

$$t_p = 421,712 + 0,08029 (p - 760) - 0,00003924 (p - 760)^2.$$

Ils ont déterminé également la température d'ébullition de la naphthaline et de la benzophénone :

$$\begin{aligned} t &= t_{760} + 0,0585 (p - 760) - 0,000025 (p - 760)^2, \\ t &= t_{760} + 0,0538 (p - 760) - 0,000025 (p - 760)^2. \end{aligned}$$

Les valeurs trouvées pour la force élastique maximum de la vapeur d'eau ne confirment pas la formule de Thiesen : elles s'accordent avec celles de Regnault, ce qui prouve que l'échelle de températures employée par Regnault ne diffère pas sensiblement entre 50 et 200° de celle qui a été adoptée dans le travail présent. Au-dessous, les écarts sont plus grands, ce qui tient plus sans doute aux difficultés des mesures par la méthode statique employée par Regnault qu'à la divergence des échelles thermométriques.

R.-H. WEBER. — Die Bewegung kapillarer Grenzflächen und die Randwinkelgesetze für bewegte reibende Flüssigkeiten (Mouvement des surfaces libres capillaires et angle de raccordement des liquides visqueux). — P. 884-898.

Étude mathématique, fondée sur le théorème de d'Alembert.

S. SEALAND. — Ueber die photographische Wirkung von Metallen und Wasserstoffsperoxyd (sogenannte Metallstrahlung) (Sur l'action photographique des métaux et de l'eau oxygénée, dite rayonnement des métaux). — P. 899-917.

Cette action photographique est de nature purement chimique et n'est pas comparable à celle des corps radioactifs.

J. STARK et W. STEUBING. — Ueber die spektrale Intensitätsverteilung der Kanalstrahlen in Wasserstoff (Répartition de l'intensité dans le spectre des rayons-canaux de l'hydrogène). — P. 918-926.

Les raies spectrales, déplacées par l'effet Doppler, ne sont pas formées d'une raie unique correspondant à une vitesse déterminée des rayons-canaux, mais par une bande élargie à bords flous; c'est une sorte de petit spectre continu, correspondant à une série continue de vitesses. Si on observe le spectre dans la direction des rayons,

on obtient ainsi une décomposition spectrale des intensités correspondant aux différentes vitesses. Si on observe dans la direction perpendiculaire, il ne se produit plus d'effet Doppler et les intensités correspondant aux différentes vitesses se superposent en une raie unique.

On peut donc, d'une part, comparer les intensités de deux lignes des séries pour une même vitesse ; d'autre part, les intensités pour l'ensemble de toutes les vitesses qui existent dans les rayons-canaux pour la chute de potentiel cathodique employée. Si on augmente celle-ci, on produit de nouvelles vitesses plus grandes. Par conséquent, si le rapport des intensités de deux lignes dépend de la vitesse, il doit varier aussi avec la chute de potentiel, aussi bien le rapport des intensités globales. Admettons que ce dernier rapport augmente avec la chute de potentiel, nous pourrions en conclure qu'il augmenterait plus rapidement encore avec la vitesse, si nous laissions de côté les vitesses inférieures en effectuant la comparaison seulement pour une vitesse, dans la direction de la translation.

L'intensité des trois premiers termes de la série de l'hydrogène ($\lambda = 6520, 4860, 4340$), a été comparée à l'aide du photomètre à celle d'une lampe à incandescence. On mesure à chaque fois la longueur de l'espace cathodique obscur, et ensuite on détermine, par un exposeur placé en dérivation, la chute de potentiel correspondant à ces longueurs.

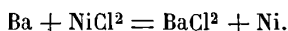
Le rapport de l'intensité d'une raie spectrale à celle d'une autre raie moins réfrangible, croît avec la chute de potentiel cathodique, plus rapidement encore par conséquent avec la vitesse des rayons-canaux ; cet accroissement est d'autant plus grand que le rapport des longueurs d'onde des raies considérées est plus petit.

F. HABER. — Ueber feste Elektrolyte, ihre Zersetzung durch den Strom und ihr elektromotorisches Verhalten in galvanischen Ketten (Electrolytes solides, leur décomposition par le courant, leurs propriétés dans les piles). — P. 927-973.

La soude caustique fondue et solidifiée conduit le courant, mais, à la faveur de portions non solides, qui forment des canaux conducteurs ; ce n'est pas un électrolyte solide. Le chlorure de baryum fondu, puis refroidi à 400° au-dessous de sa température de fusion, est par contre un véritable électrolyte. Électrolysé entre une anode de nickel

et une cathode de graphite ou de platine, on obtient à la cathode de l'oxyde de baryum en quantité correspondant à très peu près à la loi de Faraday. En ajoutant du carbonate au chlorure, on obtient du carbone aussi en quantité à peu près théorique.

La force électromotrice de polarisation calculée en supposant qu'il se forme à la cathode du baryum, à l'anode du chlorure de nickel est 2,65 volts, d'après la réaction :



En réalité, elle est plus grande immédiatement après la rupture du circuit et diminue jusqu'à 1,9 volt où elle reste stationnaire, sans s'être arrêtée à 2,65. Si on laisse tomber la température jusqu'à 280°, on peut obtenir une autre valeur qui reste stationnaire pendant une minute.

Il est vraisemblable qu'il se produit un sous-chlorure de baryum, BaCl.

Le chlorure de potassium pur, ou le mélange eutectique de chlorure de potassium et de chlorure de sodium ou le mélange eutectique de chlorure de sodium et de soude, forment aussi des électrolytes solides. Le chlorure de potassium pur fournit à la cathode une masse saline violette qui se dissout dans l'eau en dégagant de l'hydrogène, mais n'est pas attaquée par l'alcool absolu. Le mélange de KCl et NaCl donne une masse brun jaune, se comportant de même vis-à-vis de l'eau et de l'alcool. Le mélange de NaCl et de NaOH donne du charbon.

La comparaison des forces électromotrices de polarisation mesurées avec celles qu'on calcule par la théorie thermodynamique tend à confirmer l'existence des sous-chlorures.

On peut construire avec les électrolytes solides des piles de concentration. L'électrolyte solide est un morceau de verre ou de porcelaine argenté ou doré sur ses deux faces. En faisant agir d'une manière continue sur l'une des faces de l'air ou de l'oxygène, sur l'autre de l'hydrogène humide à différents degrés d'humidité, ou de l'oxygène mélangé en différentes proportions à l'azote, on réalise des piles de concentration à gaz.

Les forces électromotrices de ces piles sont égales sensiblement à celles que permet de calculer la formule de Nernst.

L'électrolyse de la porcelaine obéit aux lois de Faraday. Il semble que le silicate d'aluminium qui forme la plus grande partie de la

porcelaine se comporte comme un dissolvant non conducteur, dans lequel les silicates alcalins forment une dissolution solide.

En introduisant entre une électrode de métal et une dissolution saturée d'un sel de ce métal une couche du même sel à l'état d'électrolyte solide, on partage la différence de potentiel en deux termes : l'un, qui est constant quand la température est constante, entre le métal et l'électrolyte solide ; l'autre, qui varie, quand la température reste constante, entre l'électrolyte solide et la dissolution saturée.

Soient deux solutions saturées à la même température d'un sel MS dans un même dissolvant; on établit entre les deux une différence de concentration des ions M' et S' en ajoutant des sels MS₁, M₁S contenant les mêmes ions, la différence de potentiel se réduit à la valeur très petite qui provient de la mobilité inégale des ions. Mais si on sépare les deux dissolutions par une couche de sel électrolyte solide MS, sous une forme imperméable à l'eau, la différence de potentiel prend la valeur :

$$E = RT \log nep \frac{c'_M}{c''_M} = RT \log nep \frac{c''_{S'}}{c'_S}$$

(pour des ions plurivalents, il faut diviser cette expression par la valence). Cette différence de potentiel est la même que si les deux dissolutions étaient séparées par une couche du métal M ou du radical acide S considéré comme électrode.

On peut démontrer qu'il est possible de constituer des piles avec des électrolytes solides, dans lesquelles les différences de potentiel entre les électrodes et l'électrolyte en contact avec elles se compensent et ne jouent plus aucun rôle. Il s'ensuit que, sans changer les électrodes, on peut, en modifiant le nombre et l'arrangement des sels solides, annuler ou augmenter à volonté la force électromotrice d'une pareille pile.

En particulier, il est possible, en renversant l'ordre des sels, de renverser le sens de la force électromotrice, en même temps que le signe de la chaleur mise en jeu dans les réactions.

A. HEYDWEILLER. — Ueber den Induktionsfunken und seine Wirkungsweise (Sur l'étincelle d'induction et son mode d'action). — P. 1019-1029.

L'auteur a établi dans des mémoires antérieurs la relation :

$$v = a + \frac{b}{i}$$

entre la différence de potentiel v , l'intensité i et les deux constantes a et b .

Pour une longueur δ millimètres de l'étincelle comprise entre 0,5 et 4 millimètres :

$$b = 0,6\delta,$$

$$a = 300 + 86,4\delta.$$

D'après Corbino, la quantité totale d'électricité q est liée à la résistance R , à la self-induction L du circuit, aux constantes a et b et à l'intensité maximum i_2 , par la relation :

$$q = \frac{L}{R} \left(i_2 - \frac{\alpha^2}{\alpha - \beta} \right) \log \text{nep} \left(1 + \frac{i_2}{\alpha} \right) + \frac{\beta^2}{\alpha - \beta} \log \text{nep} \left(1 + \frac{i_2}{\beta} \right),$$

en posant :

$$\alpha = \frac{a}{2R} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{4bR}{a^2}} \right\},$$

$$\beta = \frac{a}{2R} \left\{ 1 + \sqrt{1 - \frac{4bR}{a^2}} \right\}.$$

Si M est le coefficient d'induction mutuelle des deux circuits, i_1 , l'intensité du courant primaire :

$$i_2 = \frac{M}{L} i_1,$$

et, d'autre part :

$$q_0 = \frac{L}{R} i_2$$

représente la quantité d'électricité qui traverserait le circuit pour la même valeur de i_1 , s'il n'y avait pas d'étincelle.

On peut donc écrire :

$$q = q_0 + \frac{L}{R} \left\{ \frac{\alpha^2}{\beta - \alpha} \log \text{nep} \left(1 + \frac{q_0 R}{L} \right) - \frac{\beta^2}{\beta - \alpha} \log \text{nep} \left(1 + \frac{q_0 R}{L} \right) \right\}.$$

forme plus commode pour comparer les résultats de cette formule à ceux des expériences de Heydweiller, qui donnent q et q_0 .

L'accord est satisfaisant; toutefois les écarts présentent une marche systématique et, de même que dans les expériences de Corbino, les courbes (q, q_0) calculées sont plus aplaties que les courbes observées. La théorie est donc encore insuffisante, probablement à cause de la valeur variable de la self-induction.

H. v. IGNATOWSKI. — Diffraction und Reflexion abgeleitet aus den Maxwell'schen Gleichungen (Diffraction et réflexion déduites des équations de Maxwell). — P. 1031-1032.

M. LAMOTTE.

F.-A. SCHULZE. — Die Uebereinstimmung der als Unterbrechungstöne bezeichneten Klangerscheinungen mit der Helmholtz'schen Resonanztheorie (Accord avec la théorie de la résonance de Helmholtz des phénomènes sonores désignés sous le nom de sons d'interruption). — P. 217-234.

König a appelé son d'interruption un son de fréquence u qui prendrait naissance *dans l'oreille*, lorsqu'on interrompt u fois par seconde, au moyen d'un disque tournant perforé, le son d'un diapason de fréquence $p > u$. Divers auteurs ont confirmé les expériences de König, et l'on a tiré argument de ce fait contre la théorie d'Helmholtz. Mais K.-L. Schaefer et O. Abraham⁽¹⁾, reprenant la question, ont fait voir que le phénomène est en général très complexe, et que le son u n'est entendu que dans des circonstances déterminées; les sons secondaires entendus peuvent être considérés comme dus à la combinaison de p et u avec leurs harmoniques voisins; on entend u quand $p = u$ ou un multiple entier de u ; p , quand u est un multiple entier de p ; quand on s'écarte un peu de ces conditions précises, on entend battre u ou p ; les sons contenus dans le son d'interruption sont p , $p \pm u$, $p \pm 2u$, $p \pm 3u$... qu'il serait plus raisonnable d'appeler *sons de variation d'ordre élevé*; ils sont *objectifs* et non *subjectifs*, car ils sont renforcés par les résonateurs.

L'auteur, appliquant le théorème de Fourier, montre que ce phénomène compliqué est tout à fait d'accord avec la théorie de la résonance d'Helmholtz, et contradictoire avec l'hypothèse de la formation dans l'oreille d'un son subjectif d'intermittence. Il déduit de ses calculs que les intensités de tous ces sons restent invariables quand on permute les durées d'interruption et d'émission du son primaire, et indique un moyen de vérifier cette conclusion.

WALTER STEUBING. — Ueber die optischen Eigenschaften kolloïdaler Goldlösungen (Sur les propriétés optiques des solutions colloïdales d'or). — P. 329-371. — Extrait, avec corrections, d'une dissertation de Greisswald.

L'auteur a mesuré l'absorption, l'intensité et la polarisation de la

(¹) *Ann. der Phys.*, t. XIII, p. 996; 1904.

lumière diffractée à 90° de la direction d'incidence pour huit solutions rouges, bleues et violettes. L'étude ultramicroscopique faisait connaître la transparence, la couleur et la grosseur des particules, la quantité d'or contenue dans les solutions étant déterminée soit par un dosage électrolytique, soit par précipitation au moyen d'un électrolyte, procédés qui ne précipitent que l'or colloïdal (1). L'emploi de l'hydrazine comme réducteur permet d'obtenir à volonté, en se plaçant dans des conditions déterminées qui sont indiquées dans le mémoire, des solutions rouges, bleues ou violettes très stables.

Les mesures d'absorption ont été faites au spectrophotomètre. En vue de la détermination du rapport de la lumière diffractée latéralement à la lumière incidente, le pinceau éclairant (disposé comme pour l'examen ultramicroscopique) rencontrait, avant d'atteindre la cuve contenant la solution, une lame couvre-objet inclinée à 45° renvoyant sur la première fente une fraction connue de la lumière incidente, tandis que le point de convergence du pinceau transmis se trouvait à l'intérieur du liquide, en face de la deuxième fente; comme réducteur d'intensité, on employait des plaques photographiques voilées. — Pour l'observation en lumière polarisée, la cuve était placée sur la plate-forme d'un goniomètre dont la lunette était remplacée par un microscope muni d'un nicol et d'un compensateur de Babinet.

En lumière polarisée, les particules des solutions rouges conservent l'aspect punctiforme qu'elles présentent en lumière naturelle; celles des solutions bleues et violettes paraissent le plus souvent comme étirées à la fois dans le sens vertical et dans le sens horizontal, quelquefois dans un seul sens, mais ne sont jamais rondes, d'où l'on peut conclure à la différence de forme des deux espèces de particules.

Résultats et conclusion : Le rayonnement latéral ne comprend en général qu'une très petite fraction, de l'ordre de 10^{-3} ou 10^{-4} , de la lumière absorbée; tout le reste est détruit dans le métal (résultats ramenés à une même teneur d'or). Les dépôts électrolytiques obtenus sur lames de platine, après avoir été chauffés au rouge, présentent la même couleur que les solutions qui les ont fournies, bien que les longueurs d'onde dans l'eau et dans l'air soient très différentes.

L'explication de la coloration par la résonance n'est donc pas

(1) Après décoloration complète de la préparation, elle contenait encore du chlorure d'or dissous, comme on pouvait s'en assurer en ajoutant de l'hydrate d'hydrazine.

admissible, ce qui confirme les résultats théoriques de Maxwell-Garnett relatifs aux solutions rouges (1).

Les courbes de rayonnement sont en rapport, dans les solutions rouges, avec les volumes des particules. Le rayonnement, dans les solutions homogènes rouges (particules vertes) a un maximum vers 560-570 $\mu\mu$; dans les bleues (particules jaune rouge), un maximum plus faible vers 570 $\mu\mu$, un peu plus marqué dans le rouge. Les solutions violettes correspondent à un mélange de solution rouge et de solution bleue.

Le coefficient d'absorption de l'or dans les solutions n'est pas le même que celui de l'or compact. Dans les solutions rouges, il y a un maximum marqué vers 521-530 $\mu\mu$; dans les bleues, un minimum vers 490 $\mu\mu$, et un maximum incertain dans la région jaune-orange-rouge. Une solution gris vert (particules jaunâtres) n'avait qu'un rayonnement très faible et montrait une absorption régulière.

La lumière rayonnée a une polarisation rectiligne partielle, dont le maximum est à 90° et atteint environ 90 0/0.

L'hydrazine permet d'obtenir des solutions homogènes bleues et rouges présentant, pour une même couleur, des particules de grosseurs très différentes; on ne peut obtenir que très difficilement des solutions bleues à particules tout à fait petites, bien qu'il y ait des solutions rouges à particules beaucoup plus grosses qu'on ne les obtient généralement dans les solutions bleues. On peut conclure des observations qu'il y a deux espèces de particules, qui colorent respectivement les solutions en rouge et en bleu. Les solutions bleues dont les particules sont formées par l'agglomération de particules simples se distinguent à l'œil nu de celles qui n'ont que des particules simples; celles-ci, en effet, émettent une couleur rouge brun, les autres paraissent gris vert.

JOH. KOENIGSBERGER et R. BENDER. — Ueber die absolute und relative Grösze des Phasensfrunges bei senkrechter Reflexion an Metallen und Metallverbindungen (Sur la grandeur absolue et la grandeur relative du changement de face dans la réflexion normale sur les métaux et les composés métalliques). — P. 763-788.

Les auteurs ont mesuré, sur des lames minces de verre et de quartz fondu partiellement recouvertes d'un mince dépôt d'or ou de

(1) *Phil. Trans*, t. CCIII, p. 335; 1904; et CCV, p. 237; 1906.

platine, et en lumière homogène (raies de l'arc au mercure), le déplacement relatif des franges d'interférences dues à la réflexion; ils ont étudié par la méthode de Wernicke et Wiener sur des lames de mica dorées ou platinées, le déplacement des franges d'interférence dans le spectre; ils ont fait également des observations sur des échantillons de fer oligiste, de magnétite et de stibine, substances transparentes dans le rouge extrême, en plaçant devant la fente du spectromètre, éclairée par la lumière solaire, des lamelles de 0^{mm},05 d'épaisseur environ pressées contre une lame de glace, et observant les franges d'interférence dues à l'existence entre les deux corps d'une mince couche d'air (dont l'épaisseur peut être considérée comme uniforme si la fente est assez fine, seul cas où l'observation soit possible). Pour les métaux massifs et la pyrite, ils ont employé une méthode donnée par Kath (1).

Ils ont trouvé que pour les couches d'or ou de platine d'épaisseur supérieure à 50 $\mu\mu$, le changement de phase est le même que pour le platine massif; au-dessous de cette épaisseur, le retard est plus faible, l'avance est plus grande.

Incidemment, ils indiquent l'existence d'au moins cinq colorations différentes pour les couches d'or, dont deux ou trois *pourraient correspondre* à des combinaisons (oxydure, hydrure, carbure). Le changement de phase par réflexion du verre sur le platine et l'or augmente avec l'épaisseur du métal, et *dans le sens d'un retard*, de 0 à 0,6 λ relativement au changement dû à la réflexion sur l'air. Le changement de phase par réflexion d'un liquide fortement réfringent sur le platine (par comparaison avec la réflexion sur un verre moins réfringent) augmente à partir de 0,6 dans le sens d'un retard. Le fait que la théorie de Drude indique une avance tiendrait peut-être, d'après les auteurs, à un défaut de rigueur dans l'appréciation des quantités à négliger. Si l'on veut envisager *le passage d'une couche infiniment mince à l'épaisseur limite* comme déterminant la *valeur absolue du changement de phase*, il faut le compter comme *un retard*. Enfin, la coloration jaune des pellicules superficielles les plus minces (couches d'oxyde qui se forment sur un grand nombre de métaux — épaisseur inférieure à 20 $\mu\mu$) tient à la dispersion du changement de phase.

(1) *Wied. Ann.*, t. LXII, p. 328; 1897.

A. PFLUEGER. — Die Gesetze der Temperaturstrahlung und die Intensitätsverteilung im Spektrum der Quecksilberlampe (Les lois du rayonnement en fonction de la température et la distribution de l'intensité dans le spectre de la lampe au mercure). — P. 789-805.

L'auteur a étudié les triplets 4, 5, 6, 7 de la première série secondaire ⁽¹⁾ dans le spectre ultra-violet et le triplet 3 de la deuxième série secondaire. Il a reconnu que les groupes de raies de même rang dans les triplets de l'ultra-violet pourraient être considérés comme formant une série particulière vérifiant qualitativement la loi de variation de l'intensité avec la température, mais qu'il n'en est plus ainsi dans un même triplet, ou dans la série de triplets dans son ensemble; ainsi les rapports d'intensité constatés quand on passait de 300 à 600 watts, ce qui correspond à une élévation de la température, étaient ⁽²⁾ :

	4	5	6	7
I	3,36	3,82	4,38	5,43
II	2,73	4,35	5,22	5,53
III	3,43		5,10	

Ce sont là les résultats bruts, influencés par l'absorption qui a lieu dans la lampe elle-même, du fait de l'incandescence (ionisation) de la vapeur; mais ce que l'on sait de l'absorption permet de penser qu'elle n'en modifie pas le sens.

La loi du rayonnement ne s'applique pas non plus au triplet du spectre visible; la conclusion est ferme dans ce cas, des mesures directes d'absorption ayant montré que le pouvoir absorbant augmente dans le même rapport pour les trois raies quand la température s'élève, tandis qu'au-dessus de 400 watts l'intensité de la première raie croît beaucoup plus rapidement que celle de la deuxième, celle-ci un peu plus vite que la troisième.

Enfin, la conclusion de KÜCH et RETSCHINSKY, que de deux raies voisines la plus forte est la plus absorbée, conformément à la loi de Kirchhoff, n'est pas absolue, car des mesures faites sur la double raie jaune 579,0/576,9 $\mu\mu$ ont montré à l'auteur que la plus intense est plus faiblement absorbée.

⁽¹⁾ KAYSER, *Handbuch der Spectroskopie*, t. II, p. 545.

⁽²⁾ Les chiffres romains donnent le rang du groupe de raies de chaque triplet.

JOHN KOCH. — Ueber die Wellenlänge der Reststrahlen von Gips
 (Sur la longueur d'onde des rayons restant du gypse). — P. 974-984.

Un faisceau parallèle de rayons restant après trois réflexions sous 45° était dirigé sur un interféromètre de Jamin à plaques de sel gemme; l'un des faisceaux séparés par la première traversait normalement deux lames de sel gemme, le second traversait deux lames toutes pareilles, mais inclinées symétriquement sur sa direction, et dont l'inclinaison pouvait varier de manière à faire défiler les franges d'interférence sur la pile thermoélectrique. La longueur d'onde était déduite de la variation d'inclinaison correspondant au passage d'un nombre connu de franges, et de la formule de dispersion du sel gemme. L'auteur a trouvé comme moyenne de ses observations $\lambda = 8,6787 \mu$ dans le vide. L'exactitude de la méthode a été contrôlée par la mesure des longueurs d'onde de la raie D et des raies 0,546 et 0,436 du mercure.

L. ZEHNDER. — Ueber ein neues Halbschattenpolarimeter
 (Sur un nouveau polarimètre à pénombre). — P. 985-997.

Ueber die Polarisation des Lichtes bei der Glasreflexion
 (Sur la polarisation de la lumière par réflexion sur le verre). — P. 998-1018.

Cet appareil est destiné principalement à l'étude de la lumière polarisée par réflexion. Le polariseur N_1 (*fig. 1*) est placé immédiatement après le collimateur à fente FO d'un goniomètre. L'analyseur A

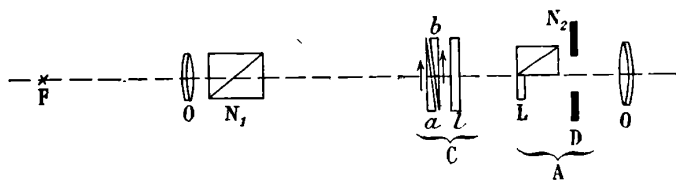


FIG. 1.

est formé d'un nicol N_2 et d'une lame de verre enfumé L disposés en avant d'un diaphragme D et de l'objectif A de la lunette, dont l'oculaire est remplacé par une fente amovible; le champ est partagé en deux parties égales par la surface de contact de L et de N_2 . Si, la fente F était éclairée par la lumière du sodium, on tourne l'analyseur de 360° , l'une des moitiés du champ montrera une pénombre

d'intensité constante, l'autre présentera les variations ordinaires d'intensité. Pour croiser les nicols, on amène l'analyseur à l'extinction, puis on le fait tourner successivement dans les deux sens, de manière à réaliser l'égalité de teinte des deux moitiés du champ. La moyenne des deux lectures correspond à l'extinction, qui est ainsi déterminée avec une grande précision. En avant de l'analyseur, on peut disposer un compensateur de Babinet C mobile autour de l'axe de la lunette ; le prisme a et la lame l sont fixes, et ont leurs axes croisés ; b est mobile, son axe est parallèle à celui de a . Le réglage consiste à amener les sections principales des nicols (croisés) à 45° de l'axe de rotation de la plate-forme du goniomètre, les axes du compensateur parallèle et perpendiculaire à cet axe de rotation. L'étalonnage se fait comme à l'ordinaire, en déterminant chacune des positions de b qui donne l'extinction comme la moyenne des deux positions voisines qui amènent l'égalité de teinte. Cet étalonnage se fait avec une précision de 0,001 environ.

L'instrument se prête à toutes les mesures relatives à la réflexion vitreuse ou métallique. L'auteur l'a employé à l'étude de la réflexion vitreuse, et conclut : 1° que la lumière naturelle n'est jamais transformée en lumière rectiligne par réflexion sur le verre, même sous l'angle de polarisation ; la lumière réfléchie est toujours elliptique ;

2° La composante polarisée perpendiculairement au plan d'incidence ne disparaît jamais ; elle présente un minimum pour l'angle d'incidence principale ;

3° Si l'angle de polarisation est défini par la condition que la composante polarisée perpendiculairement au plan d'incidence soit réfléchie avec l'intensité minimum, l'angle d'incidence principale et l'angle de polarisation coïncident pour les surfaces vitreuses. Il en résulte que la loi de Brewster ne permet pas de calculer avec exactitude l'angle de polarisation.

I. F. PASCHEN. — Ueber die Dispersion des Steinsalzes und Sylvins im Ultrarot (Sur la dispersion du sel gemme et de la sylvine dans l'infra-rouge). — T. XXVI, p. 1029-1030.

II. A. TROWBRIDGE. — Bemerkung zu der Abhandlung des Herrn. F. Paschen betreffs der Dispersion..... (Remarque sur le mémoire de M. Paschen relatif à la dispersion.....). — T. XXVII, p. 231.

I. L'auteur maintient son point de vue contre M. Rubens (*J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII, p. 445 ; 1909).

II. L'auteur corrige certains résultats erronés de ses mesures sur ce sujet.

P. LUGOL.

T. XXVII, 1908 :

B. WALTER. — Versuche über die Solarisation photographischer Platten (Recherches sur la solarisation des plaques photographiques). — P. 83-99; une planche hors texte.

L'auteur a évalué en bougies-mètre-secondes l'énergie lumineuse nécessaire pour produire une impression (qui mesure la sensibilité) et celle qui détermine le noircissement maximum (qui définit le début de la solarisation). Il a trouvé que des plaques d'origine différente, même à sensibilité égale, présentent de grandes différences au point de vue de la solarisation, et que, d'une manière générale, il n'y a aucune relation entre la sensibilité et la quantité d'énergie déterminant la solarisation. A ce dernier point de vue, elles se rangent dans un ordre différent vis-à-vis de l'action de l'énergie lumineuse proprement dite, des rayons Röntgen, ou de l'effet Clayden⁽¹⁾. Le commencement de la solarisation se produit, avec différents révélateurs, pour des valeurs à peu près égales de l'énergie lumineuse reçue, bien que l'intensité du noircissement varie beaucoup de l'un à l'autre. Des plaques de même origine, mais de sensibilités différentes ne présentent, au point de vue de la solarisation, que des différences relativement faibles.

Ces résultats paraissent à l'auteur de nature à justifier la théorie d'Abney, admettant l'existence de deux degrés différents de précipitation du bromure d'argent.

(1) Quand on a impressionné une plaque au moyen d'un éclair ou d'une étincelle électrique pas trop forte, il peut arriver que l'on obtienne après le développement soit une image très faible et sombre, soit la disparition, soit le renversement de l'image de la décharge (qui apparaîtra alors *en noir* sur les épreuves positives, suivant que la plaque aura été, après l'impression, soumise à un éclairage de durée plus ou moins longue. L'auteur a reconnu, et le fait est d'importance pour la photographie des éclairs, que de toutes les plaques qu'il a étudiées, les Lumière étiquette bleue sont les plus résistantes à l'inversion de l'image, donc les plus sûres.

T. RETSCHINSKY. — Einfluss der Temperatur und des Aggregatzustandes auf die Absorptionsspektren der geschmolzenen Salze (Influence de la température et de l'état physique sur les spectres d'absorption des sels fondus). — P. 100-112 (Communication du Laboratoire de la Maison W.-C. Heræus); 4 planches hors texte.

L'auteur a étudié les sulfates de Li, Na, K, Rb, Ag, les chlorures de Na, K, Rb, Ca, Sr, Ba, Zn, Cd, Pb, Bi, Ag, les bromures de Na, K, Rb, Ca, Sr, Ba, Zn, Cd, les nitrates de Na, K, Ca, Ag; KI et le borax; les sels fondus étaient placés dans un tube de quartz, chauffé par un four à résistance permettant d'atteindre 1400°. Quelques sels ont aussi été étudiés à l'état solide (après avoir été fondus, coulés, et travaillés en forme de lames). Tous ces sels exercent une absorption terminale qui commence à une radiation λ_0 variable de l'un à l'autre et s'étend jusqu'aux radiations les plus réfrangibles que l'appareil permette d'étudier (214 $\mu\mu$). L'étude des photographies obtenues montre que : 1° les sels des métaux lourds absorbent plus que les sels alcalins et alcalino-terreux; 2° pour un même métal, l'absorption augmente du sulfate au chlorure, au bromure, à l'iodure et au nitrate; cependant AgAzO^3 semble absorber moins que AgCl (mais cette conclusion résulte d'une extrapolation ramenant les sels à la même température); 3° l'acide restant le même, l'absorption terminale pour les métaux d'un même groupe de Mendéléeff commence d'autant plus près du rouge que le poids atomique est plus grand; 4° λ_0 est déplacée vers le rouge de 10 à $20 \times 10^5 \frac{1}{\mu\mu}$ pour une élévation de température de 100°; 5° dans l'état solide, λ_0 se déplace dans le même sens et dans des proportions comparables, quand la température s'élève; 6° pour quelques sels, le passage à l'état liquide détermine un brusque recul vers le rouge de λ_0 , s'élevant à $80 \times 10^3 \frac{1}{\mu\mu}$ environ.


H. DU BOIS et J. ELIAS. — Der Einfluss von Temperatur und Magnetisierung bei selektiven Absorptions- und Fluoreszenzspektren (Influence de la température et du champ magnétique sur les spectres d'absorption sélective et de fluorescence). — P. 233-300 (Du Laboratoire Bosscha).

Description détaillée des apparences constatées sur l'alun de chrome, l'oxalate, le malonate de chrome et de potassium et le bo-

rate de chrome, l'émeraude artificielle, le rubis, le rubis spinelle, le sulfocyanure de cobaltamine $(\text{AzH}^1)^2 \text{Co} (\text{CAzS})^4$, les sulfates de néodyme, de praséodyme, de néodyme et de magnésium, de néodyme et de manganèse, de néodyme et de nickel, la bastnésite (fluocarbonate des terres de la cérite), le sulfate de samarium, les verres de néodyme, la hussakite (sulfophosphate d'yttrium, erbium et gadolinium), le sulfate d'erbium et d'yttrium, les nitrates d'erbium, d'erbium et de magnésium, le sulfate d'urane et de potassium, le nitrate d'urane.

L'effet Zeeman a paru en général indépendant de la température et de la nature de l'anion. Il est particulièrement marqué dans les solutions solides étendues cristallisées, telles qu'un grand nombre de pierres précieuses et de minéraux rares. Pour les champs de 40 000 gauss environ, les valeurs de $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ sont de l'ordre de $10 (\text{cm}^{-1})$; le rouge et l'orangé se prêtent le mieux à l'observation. Plusieurs sels doubles de chrome et de potassium montrent à -190° des élargissements de bandes dans les champs intenses. — Les bandes d'absorption rouges du rubis sont, suivant l'orientation de l'axe optique, décomposées en triplets ou quadruplets dans les champs longitudinaux et transversaux. Les bandes de fluorescence correspondantes se comportent exactement de même à tous égards, y compris l'état de polarisation. Les combinaisons des terres rares, particulièrement les nitrates, montrent de la manière la plus typique l'effet Zeeman.

WILHELM SCHMIDT (Wien). — Ein Apparat zur Aufsuchung regelmässiger Wellen in Luftdruck (Appareil pour la recherche d'ondes régulières dans la pression de l'air). — P. 346-357.

La pression atmosphérique éprouve continuellement des oscillations régulières que masquent des variations brusques et accidentelles. Pour les mettre en évidence, l'auteur a modifié un appareil déjà imaginé dans ce but par Tœpler ⁽¹⁾. Deux vases clos communiquent entre eux par un niveau de pression (tube en  contenant un liquide mobile) et avec l'atmosphère par un tube capillaire. Des oscillations très lentes ou très rapides de la pression laisseront l'appareil indifférent, à cause de l'égalisation graduelle de la pression entre les vases et l'extérieur, dans le premier cas, à cause de la rapide

(1) *Ann. der Physik*, t. XII, p. 787; 1903.

succession d'impulsions de sens opposés, dans le second; mais si les vitesses d'égalisation entre chacun des vases et l'extérieur à travers le tube capillaire correspondant sont différentes, des oscillations de période moyenne pourront déterminer des déplacements rythmiques du ménisque du niveau. La théorie complète montre qu'un choix convenable de ces vitesses permet de rendre maximum l'amplitude du déplacement pour des oscillations de période déterminée et calculable, et d'atténuer les oscillations plus lentes ou plus rapides. Les déplacements sont observés avec un microscope à oculaire micrométrique; on pourrait les enregistrer photographiquement. La disposition est extrêmement sensible, et peut déceler des variations de 0,001 millimètre de mercure.

P. LUGOL.

R. GANS. — Zur Theorie des Ferromagnetismus. II, Die reversible longitudinale Permeabilität (Théorie du ferromagnétisme. II, Perméabilité longitudinale réversible). — P. 4-42.

Supposons un échantillon ferromagnétique dont l'état magnétique est figuré par un point P (\mathfrak{B} , \mathfrak{H}) de la courbe d'aimantation vierge. Une légère diminution du champ l'amènera à un état ($\mathfrak{B} - \Delta\mathfrak{B}$, $\mathfrak{H} - \Delta\mathfrak{H}$) figuré par un point P'. Ce point P' sera, si $\Delta\mathfrak{H}$ est assez petit sur la tangente menée au cycle d'hystérésis ayant pour sommet le point P par ce sommet même. La transformation est réversible et, si on fait osciller le champ entre \mathfrak{H} et $\mathfrak{H} - \Delta\mathfrak{H}$, le point figuratif décrira constamment la droite PP'. La perméabilité longitudinale réversible est le quotient :

$$\mu_r = \frac{\Delta\mathfrak{B}}{\Delta\mathfrak{H}}.$$

Les déterminations expérimentales de ce coefficient montrent qu'il dépend de la position du point P sur la courbe et aussi des états magnétiques antérieurs de l'échantillon.

L'auteur a utilisé cette notion dans la théorie des aimants permanents; mais les expériences ont donné des résultats qui ne paraissent pas très concluants.

F. HACK. — Die Ausbreitung ebener elektromagnetischer Wellen längs eines geschichteten Leiters, besonders in den Fällen der drahtlosen Telegraphie (Propagation des ondes électromagnétiques planes le long d'un conducteur stratifié, en particulier dans le cas de la télégraphie sans fil). — P. 43-63.

L. SCHAMES. — Ueber die Abhängigkeit der Permeabilität des Eisens von der Frequenz bei Magnetisierung durch ungedämpfte Schwingungen (Influence sur la perméabilité du fer de la fréquence des oscillations non amorties produisant l'aimantation). — P. 64-82.

Les oscillations sont produites au moyen de l'arc chantant, d'après la méthode de Poulsen. La bobine de self-induction employée est partagée en deux parties identiques, dans l'une desquelles on introduit l'échantillon de fer, constitué par un faisceau de cent fils très fins. La perméabilité se déduit de la comparaison des différences de potentiel mesurées entre les extrémités des deux bobines.

Les valeurs ainsi obtenues sont les valeurs moyennes efficaces de la perméabilité pour une période du courant. Elles diminuent très rapidement jusqu'à la fréquence 10000, plus lentement ensuite et presque proportionnellement à la fréquence.

On peut réaliser avec ces oscillations de fréquence élevée des inductions moyennes beaucoup plus considérables que celles atteintes en employant le courant continu.

Les résultats s'expliquent bien en admettant que, dans le champ alternatif de haute fréquence, la perméabilité n'a pas le temps d'acquiescer la valeur limite qu'elle atteint dans un champ constant ou lentement variable.

H. RUOSS. — Ueber eine neue Bestimmung der Pole von Stabmagneten (Détermination nouvelle des pôles d'un barreau aimanté). — P. 113-128.

F. JENTZCH. — Ueber die Elektronenemission glühender Metalloxyde (Emission d'électrons par les oxydes métalliques incandescents). — P. 129-157.

Un fil de platine recouvert de l'oxyde est tendu suivant l'axe d'un cylindre métallique, enfermé dans un tube où on a fait le vide. Ce fil est porté à l'incandescence par un courant, et on détermine sa température d'après sa résistance électrique.

Le cylindre est chargé à un potentiel connu, et on mesure l'intensité du courant qui se produit entre le fil et ce cylindre.

La formule de Richardson se vérifie d'une manière assez satisfai-

sante ; mais l'erreur dont peuvent être affectées les valeurs calculées pour les constantes de cette formule sont considérables.

On peut calculer la variation brusque du potentiel sur la surface : ce saut de potentiel est différent d'un oxyde à l'autre, et les oxydes se rangent à cet égard dans le même ordre que dans la série des tensions de Volta.

Les substances électro-positives renferment beaucoup plus d'électrons libres que les électro-négatives ; mais, par contre, ces électrons ont à fournir un travail plus considérable pour traverser la surface. Ce travail est d'ailleurs dépensé seulement sur cette surface.

Les vitesses qu'il faut attribuer aux électrons pour que leur force vive puisse fournir ce travail sont du même ordre de grandeur que les vitesses déduites de la théorie de Drude ou celle de Lenard.

R. LADENBURG. — Ueber den Einfluss der Reibung auf die Schwingungen einer mit Flüssigkeit gefüllten Kugel (Influence du frottement sur les oscillations d'une sphère remplie de liquide). — P. 157-185.

Le décrétement logarithmique reste le même que la surface intérieure de la sphère soit nue ou argentée. Le coefficient de frottement extérieur du liquide sur la surface solide doit être considéré comme infini. Des expériences sur des sphères de verre et de métal remplies d'eau ont vérifié les calculs théoriques, effectués en admettant cette valeur infinie du frottement. Le coefficient de frottement interne de l'eau, déterminé d'après ces expériences, est le même, à quelques centièmes près, que celui trouvé par les autres méthodes, contrairement à ce qu'avait déduit Helmholtz de sa théorie.

J. REISSIG. — Ultramikroskopische Beobachtungen (Observations ultramicroscopiques). — P. 186-213.

Les observations ont porté sur des colloïdes de Paal ; ces colloïdes sont obtenus en mélangeant aux dissolutions colloïdales des métaux ou des éléments du protalbinat ou du lysalbinat de sodium, sels provenant de l'albumine des œufs traitée par une dissolution alcaline.

La présence de ces corps rend très stables les hydrosels métalliques, et les combinaisons peuvent être conservées à l'état solide pendant très longtemps, sans rien perdre de leurs propriétés. Il suffit

de leur ajouter un peu d'alcali pour les obtenir de nouveau en dissolution colloïdale.

Le nombre des particules visibles n'est pas proportionnel à la concentration ; c'est seulement dans les dissolutions étendues qu'on peut en observer la totalité.

Ce nombre est proportionnel à l'intensité de la source lumineuse.

En ajoutant de l'acide chlorhydrique à une dissolution d'or rouge ou d'or bleu, on provoque la formation de flocons ; les deux variétés de dissolution possèdent un maximum et deux minimums de stabilité.

Le maximum de stabilité correspond à l'état électrique neutre des particules ; la dissolution renferme alors de l'acide libre ; si l'excès d'acide est faible, les particules restent électrisées négativement.

La stabilité est plus grande dans les solutions étendues que dans les dissolutions concentrées.

Dans les dissolutions faites avec l'eau distillée, les particules ne forment pas de flocons ; les matières contenues dans l'eau ordinaire favorisent la précipitation.

FR. REINITZER. — Zur Geschichte der flüssigen Krystalle
(Sur l'histoire des cristaux liquides). — P. 213-224.

N. STSCHODRO. — Ueber Hertzche Spiegelversuche mit dem Duddellschen Bogen (Expériences des miroirs de Hertz effectuées avec l'arc de Duddell). — P. 000-000.

L'excitateur est du type linéaire et forme en même temps les deux pôles de l'arc ; la cathode est un tube de cuivre refroidi par un courant d'eau ; l'anode, un cylindre de cuivre dans l'axe duquel est passé un fil d'argent qui le dépasse un peu.

L'intensité du courant la plus favorable est de 0,7 à 0,8 ampère avec une longueur d'arc de 0^{mm},5.

W. SEITZ. — Ueber Röntgenstrahlen und das Röntgensche Absorptionsgesetz (Rayons de Röntgen et loi d'absorption de Röntgen). — P. 301-310.

Dans les dispositifs ordinaires, les rayons de Röntgen émis par l'anticathode doivent traverser le verre du tube, qui absorbe les rayons les moins pénétrants. Les rayons observés à l'extérieur ont donc été déjà fortement filtrés, ce qui modifie leur loi d'absorption.

Pour éliminer cette difficulté, on peut faire sortir les rayons du tube

par une fenêtre que ferme une feuille d'aluminium battu (épaisseur $0^{\text{mm}},05$), puis les faire pénétrer par une fenêtre semblable dans une caisse où on a fait le vide. Dans cette caisse se trouve une feuille de platine reliée à un électromètre, ce qui permet d'évaluer l'intensité des rayons par la charge qu'acquiert la feuille. Les lames absorbantes sont placées entre les deux fenêtres.

L'absorption croît d'abord très rapidement avec l'épaisseur de la lame, et semble ensuite tendre vers une valeur limite.

La plus grande partie de l'émission de l'anticathode est donc formée par des rayons très absorbables qui n'auraient pu traverser la paroi de verre.

Quand les rayons ont traversé une feuille d'argent, la fraction absorbée par une feuille d'aluminium augmente. S'ils ont auparavant filtré à travers l'aluminium, l'influence de la feuille d'argent diminue. Les rayons qui ont traversé l'aluminium deviennent aussi plus pénétrants à travers l'argent.

On peut expliquer tous ces phénomènes en admettant que la transparence de l'aluminium croît d'une manière continue, quand la longueur d'impulsion des rayons diminue, tandis que celle de l'argent passe par un minimum.

P.-P. KOCH. — Ueber das Verhältniss der spezifischen Wärmen $\frac{C_p}{C_v} = k$ in trockener kohlendäurefreier atmosphärischer Luft als Funktion des Druckes bei den Temperaturen 0° und $-79^\circ,3$ C. (Rapport des chaleurs spécifiques $\frac{C_p}{C_v} = k$ pour l'air sec et dépouillé d'acide carbonique, en fonction de la pression à 0° et $-79^\circ,3$). — P. 341-345.

La valeur du rapport k est déduite de la relation :

$$k = - \frac{C^2}{v^2} \frac{1}{\left(\frac{dp}{d\theta}\right)_\theta},$$

où C est la vitesse du son et v le volume spécifique de l'air sous la pression p à la température θ .

La mesure comporte la détermination des isothermes $pv = f(p)$ de l'air; les résultats obtenus concordent avec ceux d'Amagat et de Witkowski.

Les valeurs de k à 0° s'accordent aussi avec celles de Witkowski; mais à $-79^\circ,3$, elles sont plus faibles.

W. SCHMIDT. — Ein Apparat zur Aufsuchung regelmässiger Wellen im Luftdruck (Appareil pour l'étude des oscillations régulières de la pression de l'air). — P. 346-358.

Cet appareil se compose de deux flacons, d'environ 400 centimètres cubes, fermés par un bouchon de caoutchouc à travers lequel passent deux tubes : l'un muni d'un robinet et communiquant avec l'extérieur, les autres réunis par des parties capillaires, entre lesquelles est intercalé un manomètre à bulle de Toepler.

Les variations de pression se transmettent par les capillaires avec un certain affaiblissement et un certain retard dépendant des dimensions de ces tubes. En choisissant ces dimensions, on peut favoriser les oscillations d'une période déterminée, qui se transmettent au manomètre avec une amplitude suffisante pour qu'on puisse suivre la loi de ces variations.

E. MATTENKLODT. — Dielektrische Untersuchungen an Glimmer (Etudes diélectriques sur le mica). — P. 359-377.

Le pouvoir inducteur du mica est indépendant de la température et de l'intensité du champ ; mais il varie dans des proportions notables (de 7,1 à 7,7) d'un échantillon à l'autre.

E. ASCHKINASS. — Wirkungsbereich und Absorption der α Strahlen. Mit einem Anhang : Ueber die von den α -Strahlen erzeugte Sekundärstrahlung (Rayon d'action et absorption des rayons α . Appendice : Rayonnement secondaire produit par les rayons α). — P. 377-390.

Les particules α émises par le polonium traversent en totalité les feuilles minces d'aluminium.

L'absorption commence à se manifester quand l'épaisseur de l'aluminium atteint 13 à 14 μ environ et est totale quand l'épaisseur est de 25 μ .

Il semble que les particules sont brusquement arrêtées quand leur vitesse tombe au-dessous d'une limite déterminée $\left(0,82 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}\right)$.

Le métal frappé par les rayons α émet un rayonnement secondaire transportant des charges négatives.

H. EBELING. — Ueber den Temperaturverlauf in wechselstromdurchflossenen Drähte (Loi de variation de la température dans les fils parcourus par un courant alternatif). — P. 391-435.

A l'aide d'un oscillographe, on enregistre les courbes d'intensité et de force électromotrice, d'où on déduit la puissance électrique fournie au fil. La température de ce fil est calculée d'après sa résistance.

La loi du refroidissement de Newton ne s'applique pas aux fils. La perte de chaleur est proportionnelle non pas à la température et à la surface du fil, mais à une certaine puissance b de la température, à la longueur du fil, et inversement proportionnelle au rayon. Elle diminue quand on fait croître la pression du gaz ambiant, plus encore quand on réduit cette pression et devient minime aux pressions très basses.

L'exposant b a la même valeur (1,25) dans tous les gaz sous la pression atmosphérique.

La conductibilité extérieure spécifique et la chaleur spécifique du gaz entourant ce fil ne sont pas invariables, mais dépendent de la température et du rayon du fil.

Dans les lampes à incandescence, les filaments de métal subissent des oscillations de température plus grande que celles des filaments en charbon : c'est très probablement la principale raison de la moindre durée des premiers dans les lampes alimentées par des courants alternatifs.

H.-H. BUNZEL. — Ueber den zeitlichen Verlauf der galvanischen Polarisation (Loi de variation avec le temps de la polarisation galvanique). — P. 436-448.

Un électromètre capillaire sert à la fois de voltamètre et d'instrument de mesure.

En attribuant la polarisation aux différences de concentration provoquées par le courant et que tend à faire disparaître la diffusion, on peut calculer *a priori* la polarisation en fonction du temps t .

Dans le cas où la polarisation est produite par la décharge d'un condensateur de capacité C chargé à la différence de potentiel v , si i est la densité du courant, si on fait varier C et v de façon que le déplacement du ménisque reste le même, on doit avoir :

$$\begin{aligned} i \sqrt{t} &= C^{te}, \\ v \sqrt{C} &= C^{te}. \end{aligned}$$

Ces conséquences se vérifient expérimentalement tant que la densité du courant reste faible. Dans l'acide sulfurique concentré (7 molécules pour 1 d'eau), les écarts sont appréciables dès que la densité atteint $0,03 \frac{\text{amp}}{\text{dm}^2}$.

A. GOLDMANN. — Lichtelektrische Untersuchungen an Farbstoffzellen (Expériences photoélectriques sur les matières colorantes). — P. 449-536.

L'intensité du courant photoélectrique est proportionnelle à l'intensité de la lumière et à la surface de l'électrode illuminée.

Elle est indépendante, dans de très larges limites, de la résistance du circuit.

Dans toutes les dissolutions étudiées (éosine, uranine, fluorescéine, cyanine, vert malachite, rhodamine), le courant est dirigé, dans la dissolution, de l'électrode non éclairée à l'électrode éclairée.

W. WESTPHAL. — Potentialmessungen im dunklen Kathodenraum glühender Oxykathoden (Mesures du potentiel dans la région obscure, la cathode étant formée d'oxydes incandescents). — P. 571-588.

La forme des surfaces équipotentielles au voisinage de la cathode dans la région obscure est la même que si la cathode était à la température ordinaire. Il se produit aussi des rayons-canaux; de sorte que le mécanisme de la décharge est le même dans les deux cas.

L'équation de Poisson s'applique aux gaz traversés par le courant.

B. SIEGER. — Die Beugung einer ebenen elektrischen Welle an einem Schirm von elliptischem Querschnitt (Diffraction d'une onde électrique plane par un écran à section elliptique). — P. 626-664.

H.-G. MOLLER. — Elektrolytische Vorgänge an der Elektrodenoberfläche. Ueberspannung und Elektrokapillarität (Phénomènes électrolytiques sur la surface des électrodes. Surtension et électrocapillarité). — P. 663-711.

Cette étude mathématique des phénomènes électrolytiques et électrocapillaires est fondée sur cette idée développée par Van der Waals et Bakker, qu'il existe à la limite de deux phases une couche de passage où les propriétés du milieu varient d'une manière continue.

Elle conduit aux conséquences suivantes :

La surtension croît avec l'angle de raccordement et avec la tension superficielle de l'électrolyte au contact de l'air.

Le maximum de la courbe électrocapillaire se trouve toujours au même point correspondant à un potentiel nul, pourvu que l'électrolyte renferme en quantité suffisante les ions du métal qui forme l'électrode. Il se déplace vers les polarisations décroissantes, quand ce métal peut former des sels complexes.

Des expériences, qui ne sont pas décrites, ont vérifié ces conséquences.

Elles sont favorables à la théorie de Nernst.

G. BERNDT. — Ueber Hysteresis bei einigen Eisenverbindungen
(Hystérésis de quelques combinaisons du fer). — P. 712-734.

Le chlorure ferrique, les sulfates ferreux et ferrique ne présentent pas d'hystérésis, tandis que le sesquioxyde et l'hydrate ferreux en ont une notable. L'intensité d'aimantation maximum, l'aimantation rémanente, la force coercitive, la dissipation d'énergie dans un cycle d'aimantation augmentent quand on diminue le nombre des champs intermédiaires.

La susceptibilité de l'oxyde ferrique décroît quand le champ augmente ; celle de l'hydrate ferreux croît d'abord, atteint un maximum et décroît ensuite.

R. FURSTENAU. — Ueber das Verhältnis der spezifischen Wärmen der Gase und seine Abhängigkeit von der Temperatur (Rapport des chaleurs spécifiques des gaz et sa variation avec la température). — P. 735-772.

Le rapport k des chaleurs spécifiques de l'air ne varie pas de 1 0/0 entre 0° et 500° C.

Dans le même intervalle, ce rapport k diminue de 3,5 0/0 dans le gaz carbonique et de 4,8 0/0 dans le gaz sulfureux.

Le rapport k du chlorure d'éthyle diminue de 3,4 0/0 entre 0° et 300°.

La chaleur spécifique sous volume constant du gaz carbonique augmente de 29 0/0 entre 0° et 500°.

E. RIECKE. — Ueber die Bewegung der α -Ionen
(Mouvement des ions α). — P. 797-819.

Les ions α sont supposés décrire, à partir de la substance radioactive, des trajectoires rectilignes parallèles. Ils entrent en collision avec les molécules gazeuses; mais une partie seulement de ces collisions provoquent l'ionisation des molécules.

On peut calculer la vitesse limite v_1 à partir de laquelle les particules α peuvent ioniser les molécules gazeuses. On trouve que cette vitesse est celle qu'acquerrait la particule en traversant une chute de potentiel de 620.000 volts.

Ce calcul suppose que la perte de force vive des particules α est uniforme le long de leur trajectoire, hypothèse difficilement conciliable avec le fait que l'ionisation s'accroît beaucoup quand les rayons approchent du terme de leur trajet.

On peut traiter le problème en admettant qu'entre l'ion α et la molécule gazeuse s'exerce une force centrale, répulsive ou attractive, et ensuite définir davantage cette force en supposant que la molécule agit sur l'ion comme un dipôle qui lui serait invariablement lié. Le moment de ce dipôle serait $\theta = \epsilon \cdot \delta$, ϵ étant la quantité élémentaire d'électricité, δ le diamètre de la molécule.

La trajectoire de l'ion relativement au centre de gravité du système formé par l'ion et la molécule est un arc d'hyperbole.

L'énergie employée à l'ionisation serait la moitié environ de l'énergie totale des ions α .

II. EGER. — Untersuchungen über das Durchströmen von Gasen durch Kapillaren bei niederen Drucken (Recherches sur l'écoulement des gaz à travers les tubes capillaires aux basses pressions). — P. 819-843.

D'une manière générale, le coefficient de frottement (viscosité) décroît avec la pression: il tend vers zéro, quel que soit le diamètre du tube et quelle que soit la température.

Si on représente la variation par une courbe, la pente de cette courbe est au début d'autant plus petite que le diamètre du tube est plus faible. La courbe s'aplatit aussi quand on abaisse la température. La longueur du tube n'a aucune influence, ni la nature de la surface interne. Le frottement externe est donc sans action sur la vitesse

d'écoulement. Mais l'influence des courbures du tube se fait sentir jusqu'aux pressions très basses.

La loi de variation de la viscosité dépend aussi de la nature du gaz, comme l'ont montré les expériences comparatives effectuées sur l'air et sur l'hydrogène.

H. GERDIEN et R. HOLM. — Das Spektrum der Kanalstrahlen in Helium
(Spectre des rayons-canaux dans l'hélium). — P. 844-858.

L'effet Doppler a pu être constaté seulement sur les trois lignes $\lambda = 4471,6, 4026,3$ et $3888,8$.

L'intensité de la ligne déplacée ne devient notable dans l'hélium que pour des vitesses très supérieures à celles qui permettent de l'observer dans l'hydrogène. Le rapport de cette intensité à celle de la raie fixe reste toujours très petit : environ 1 : 100 sous 60.000 volts, alors que dans l'hydrogène il est 1 : 1 sous 4.000 volts.

La décomposition de la raie se fait autrement dans l'hélium que dans l'hydrogène. Dans ce dernier gaz, la raie déplacée présente un maximum décroissant rapidement des deux côtés; dans l'hélium, le maximum abrupt du côté de la raie fixe, est à pente plus douce du côté opposé.

Si on admet que les ions hélium ont la même charge que ceux de l'hydrogène, leur masse serait de 25 à 30 fois la masse de ces derniers.

E. PODSZUS. — Thermoelektrische Kräfte in Elektrolyten
(Forces thermoélectriques dans les électrolytes). — P. 859-889.

Le pouvoir thermoélectrique des électrolytes étudiés est proportionnel à la différence de température et sensiblement indépendant de la concentration.

Les électrolytes contenant un même anion se rangent, par rapport à ce pouvoir thermoélectrique, dans un ordre correspondant à la place qu'occupe l'cation dans le système périodique.

Le courant est dirigé, en général, dans l'élément en court-circuit du contact froid au contact chaud.

G. ATHANASIADIS. — Wirkung der Röntgenstrahlung auf den elektrischen Widerstand des Selens (Action des rayons de Röntgen sur la résistance du sélénium). — P. 890-896.

Cette action suit les mêmes lois que celles de la lumière ; elle peut servir à comparer les intensités des rayons de Röntgen à celle des rayons lumineux.

PH. FRANCK. — Das Relativitätsprinzip der Mechanik und die Gleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in bewegten Körpern (Le principe de relativité en mécanique et équations des phénomènes électromagnétiques dans les corps en mouvement). — P. 897-902.

S. SAELAND. — Nachschrift über die sogenannte Metallstrahlung (Complément sur le prétendu rayonnement des métaux). — P. 903-904.

E. WAGNER. — Ueber den Einfluss des hydrostatischen Druckes auf die Stellung der Metalle in der thermoelektrischen Spannungsreihe (Influence de la pression hydrostatique sur le rang des métaux dans la série des tensions thermoélectriques). — P. 955-1001.

Un métal, soumis à une pression uniforme présente une différence thermoélectrique vis-à-vis du métal non comprimé. La force électromotrice produite est proportionnelle à la pression et à la différence de température. Le métal reprend ses propriétés primitives quand on supprime la pression.

En général, le sens de la force électromotrice correspond à un déplacement du métal dans la série le rapprochant de l'antimoine.

La valeur de cette force électromotrice par $\frac{\text{kgm}}{\text{cm}^2}$ de pression et 1° de différence de température varie pour les divers métaux de $-0,59 \cdot 10^{-12}$ volts (aluminium) jusqu'à $+707 \cdot 10^{-12}$ (bismuth).

Dans le cas du zinc et du cadmium, elle met un certain temps à s'établir et un certain temps aussi à disparaître, ce qui est dû probablement à des transformations de phases cristallisées différentes, sous l'influence de la pression.

W. WIEN. — Ueber positive Strahlen (Rayons positifs). — P. 1025-1042.

Les rayons-canaux sont produits dans un tube entouré d'un cylindre de fer, fermé par une plaque de fer P₁, prolongeant la cathode.

L'épaisseur de cette plaque est de 3 centimètres; l'ouverture de la cathode a 5 millimètres de diamètre. A 6 centimètres de distance se trouve une seconde cathode en fer, qui se prolonge aussi latéralement par une plaque P_2 . Les deux plaques sont reliées ensemble et au sol. Entre elles se trouvent les pôles d'un fort électro-aimant à noyau feuilleté, dont le champ est sensiblement uniforme. Au delà de P_2 est disposé un second électro-aimant.

Le tube se prolonge en arrière de la seconde cathode sur une longueur de 1 mètre environ. Dans cette partie, peut se déplacer un cylindre de cuivre C de 20 centimètres de longueur.

Lorsqu'on fait agir le champ magnétique I du premier électro-aimant, les rayons-canaux provenant de la cathode K_1 sont déviés et éliminés : cependant le faisceau non dévié qui poursuit son chemin, contient encore, après avoir traversé la cathode K_2 autant de rayons déviables que si le champ magnétique I n'existait pas.

Si en effet on excite le champ II du deuxième électro-aimant, on voit apparaître sur la paroi du tube la fluorescence produite par les rayons-canaux. Cependant aucune décharge ne se produit dans l'intervalle K_1K_2 , car on ne peut y décélérer de rayons cathodiques.

A l'aide du collecteur C, on peut mesurer les charges transportées par les rayons-canaux. L'affaiblissement de l'intensité provoqué par le champ magnétique II est le même, que le champ I soit excité ou non.

Il semble donc, d'après ces résultats, que les déviabilités inégales des rayons proviennent non pas de ce que les ions ont des masses inégales, mais plutôt de ce que les ions parcourent, à l'état électrisé, des fractions différentes de leur trajet. Ces ions prennent un état d'équilibre caractérisé par un rapport constant entre le nombre des particules chargées et celui des particules à l'état neutre. Ce serait une sorte d'équilibre de dissociation entre les atomes et les électrons.

Dans le vide extrême, les rayons-canaux paraissent moins sensibles aux influences magnétiques.

Le courant produit par les rayons est affaibli de la même manière par le champ magnétique, que celui-ci agisse vers leur point de départ ou en un point plus éloigné de leur trajet. L'affaiblissement de l'intensité lumineuse, plus accusé à une plus grande distance de l'origine, n'est donc pas dû à ce que les rayons rapides, les plus lumineux, sont éliminés du faisceau.

Le champ magnétique diminue d'abord la quantité d'électricité

transportée par le faisceau de rayons-canaux, sans affaiblir d'une manière appréciable l'intensité lumineuse. Les centres de l'émission lumineuse sont donc des particules peu sensibles à l'action du champ magnétique, c'est-à-dire des particules qui ou bien sont à l'état neutre, ou bien ne sont électrisées que pendant un temps très court. C'est seulement quand les rayons ont parcouru un certain chemin au delà du champ magnétique que l'intensité lumineuse décroît dans la même proportion que la quantité d'électricité transportée.

La longueur de ce chemin croît avec la différence de potentiel de décharge.

FR. FRANK. — Relativitätstheorie und Elektronentheorie in ihrer Anwendung zur Ableitung der Grundgleichungen für die elektromagnetischen Vorgänge in bewegten ponderablen Körpern (Théorie de la relativité et théorie des électrons ; leur application à la recherche des équations fondamentales pour les phénomènes électromagnétiques dans les corps pondérables en mouvement). — P. 1059-1066.

FR. WIEMERS. — Osmotische Untersuchungen über Alkalihaloïde (Recherches osmotiques sur les haloides alcalins). — P. 1081-1098.

Ces expériences sont relatives à l'échange osmotique, c'est-à-dire effectuées sur des membranes qui laissent diffuser en sens contraire l'eau et le sel. Elles consistent à déterminer l'équivalent endosmotique, c'est-à-dire la masse d'eau qui s'échange avec une masse de sel égale à l'unité.

Cet équivalent est indépendant de la température, tant que les propriétés de la membrane restent inaltérées ; mais la grandeur des deux courants de diffusion croît en valeur absolue. Le pouvoir d'imbibition de la membrane est aussi indépendant de la température.

Les courants de diffusion augmentent avec la concentration de la dissolution, celui de l'eau plus vite que celui du sel, ce qui entraîne une augmentation de l'équivalent endosmotique, mais on ne peut établir de loi numérique.

Les valeurs de l'équivalent, toutes choses égales d'ailleurs, décroissent quand le poids moléculaire augmente.

O. LEHMANN. — Bemerkungen zur Fr. Reinitzers Mitteilung über die Geschichte der flüssigen Krystalle (Remarques sur la note de Fr. Reinitzer relative à l'histoire des cristaux liquides). — P. 1099-1102.

B. WALTER. — Ueber das Röntgensche Absorptionsgesetz (Sur la loi d'absorption de Röntgen). — P. 1103-1104.

M. LAMOTTE.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

Tome XV. — 1^{er} semestre 1908.

A.-G. et A.-F. JESSUP. — The evolution and devolution of the elements
(L'évolution et la dissolution des éléments). — P. 21.

Les récents travaux de M. et M^{me} Curie, de W. Ramsay et Soddy, ont montré que certains éléments simples sont capables de se transformer en d'autres éléments. Ce n'est donc plus une idée trop hardie que de supposer actuellement que tous les éléments dérivent les uns des autres par voie d'évolution. C'est dans les mondes en formation qu'il convient de rechercher l'origine des éléments que nous connaissons.

Le spectre des nébuleuses les moins condensées se compose de trois raies seulement. L'une d'elles appartient à l'hydrogène, mais on ne peut identifier les autres avec celles d'aucun élément connu. Dans un état de condensation plus avancé, apparaissent deux nouvelles raies qui appartiennent à l'hydrogène et à l'hélium. A mesure que la condensation progresse, on voit apparaître des éléments de poids atomiques plus élevés : le fer, le carbone, le calcium, le silicium et le magnésium.

Les raies de ces divers éléments sont d'ailleurs *renforcées*, ce renforcement paraissant dépendre, ainsi que l'a indiqué M. Lockyer, des conditions de température élevée et de forte tension électrique auxquelles les éléments se trouvent soumis.

On doit supposer que les premiers éléments qui apparaissent sont ceux dont dérivent tous les autres par voie d'évolution.

La considération des raies spectrales des nébuleuses conduit l'auteur à admettre que ces éléments primitifs ou « protons » sont au nombre de quatre : l'hydrogène, l'hélium et deux éléments inconnus qu'il désigne sous les noms de proto-glucinium et de proto-bore.

L'auteur se reporte ensuite à la table de Mendeleeff.

Cette même table rassemble dans le même groupe des corps qui offrent des propriétés bien différentes. Chacun de ces groupes est, il est vrai, divisé en deux sous-groupes distincts (ainsi le groupe I est divisé en sous-groupe A — H, Li, Na, K, Rb, Cs ; et sous-groupe B — Cu, Ag et Au).

Tandis que les éléments d'un même sous-groupe présentent entre eux d'étroites analogies, des différences notables apparaissent entre les deux sous-groupes d'une même famille.

Ceci peut être interprété en supposant que l'évolution se produit, non pas d'un corps à l'autre dans l'ordre des poids atomiques croissants, mais selon une marche différente dans chacun des sous-groupes. Cette interprétation se trouve corroborée par le fait que, dans l'ordre des poids atomiques croissants, on compte sept éléments entre le sodium et le potassium, tandis qu'on en compte dix-sept entre le potassium et le rubidium. On peut en inférer qu'à partir du potassium le nombre des colonnes s'est accru, c'est-à-dire que certains éléments ont donné naissance à plusieurs rameaux.

L'auteur est amené, selon ces idées, à apporter certaines modifications à la table périodique de Mendeleeff et à établir des formules récurrentes qui lui permettent d'obtenir par le calcul, avec une grande approximation, les valeurs des poids atomiques des éléments successifs d'une même famille.

Le mécanisme de l'évolution serait le suivant :

A l'origine, la matière était uniquement constituée de *corpuscules*. La condensation a donné naissance à un certain nombre d'édifices stables différents : ce sont les quatre « protons ». Chacun de ces « protons », comme un atome central, appelle dans sa sphère d'attraction d'autres corpuscules en nombre de plus en plus grand, ce qui donne naissance à des systèmes de plus en plus compliqués et de poids atomiques de plus en plus élevés.

Ces systèmes sont caractérisés par la structure de l'assemblage corpusculaire ou de l'*anneau* qui est lié à l'atome central ; toutes les principales propriétés chimiques d'un élément sont entièrement déterminées par la structure de l'*anneau*.

Indépendamment des corpuscules qui constituent l'*anneau*, un certain nombre d'autres corpuscules (on les désignera sous le nom d'*électrons*) sont liés au système d'une manière différente. Ces électrons ont une tendance marquée à entrer dans le système au nombre de huit, ou de multiples de huit. Ce sont d'eux que dépendent les valences respectives des éléments. L'auteur montre alors comment s'impose nécessairement la notion de *valence multiple*.

L'évolution des éléments conduit à leur *dissolution* (le mot ~~est~~ employé dans le sens que lui a donné H. Spencer). Cette dissolution des éléments à poids atomiques élevés donnerait naissance aux élé-

ments anormaux et peu répandus que l'on désigne sous le nom de « terres rares ». On trouverait en particulier une « terre rare » comme terme final de la dégradation des produits des éléments radio-actifs.

L.-V. MEADOWCROFT. — On the curvation and torsion of a helix on any cylinder and on a surface of revolution (Sur la courbure et la torsion d'une hélice sur un cylindre et sur une surface de révolution). — P. 53.

L'auteur donne une méthode analytique simple qui permet de retrouver aisément les relations connues.

D.-N. MALLIK. — A potential problem (Un problème de potentiel). — P. 63.

Si V est le potentiel d'un ellipsoïde et X, Y, Z les composantes de la force, de sorte que :

$$X = Ax \text{ etc.}, \quad V = \int Axdx + \dots$$

Pour tout point intérieur, A, B, C sont des constantes, et l'on peut écrire :

$$V = V_0 + \frac{1}{2} (Ax^2 + By^2 + Cz^2).$$

L'auteur montre que la même méthode est applicable pour un point extérieur.

D.-N. MALLIK. — Experimental determination of magnetic induction in an elongated spheroid (Détermination expérimentale de l'induction magnétique dans un ellipsoïde allongé). — P. 65.

L'auteur a établi dans une note précédente (*Phil. Mag.*, octobre 1907) que l'induction magnétique totale dans un demi-ellipsoïde allongé a pour expression :

$$\mathfrak{B} = (1 + 4\pi K) 2\pi mi \left(1 - \frac{4}{3\pi}\right) \int dx,$$

dx désignant un élément du grand axe.

Il en résulte que :

$$\frac{d\mathfrak{B}}{dx} = C^{\text{te}}.$$

L'auteur a exécuté une série de mesures pour vérifier l'exactitude de cette relation en employant, au lieu d'un ellipsoïde allongé, un cylindre d'acier doux recuit, terminé par des calottes sphériques.

Ce cylindre était entouré, exactement jusqu'à la moitié de la longueur, par une bobine magnétisante parcourue par un courant constant.

Pour opérer les mesures, on déplaçait de centimètre en centimètre selon l'axe, et à partir du milieu de la tige, une petite bobine exploratrice reliée à un galvanomètre balistique.

En portant en abscisses les distances de la bobine mobile à partir du zéro (milieu de la tige), et en ordonnées les élongations qui correspondent aux différentes positions de la bobine, on obtient une ligne droite. La relation est donc bien vérifiée. On peut remarquer qu'en pareil cas les lignes de forces sont *radiales* et que leur distribution est uniforme.

Si l'on désigne par m la quantité totale de magnétisme induit, on a :

$$4\pi m = \mathcal{B}.$$

C'est-à-dire :

$$4\pi \int \rho dx = \mathcal{B},$$

en désignant par ρ la densité du magnétisme.

Et l'on a :

$$\frac{d\mathcal{B}}{dx} = \rho.$$

Ainsi, la densité du magnétisme induit dans un cylindre long par une bobine magnétisante qui recouvre la moitié de sa longueur est constante.

La relation étant établie, l'auteur a utilisé le dispositif expérimental pour déterminer les valeurs de K et a trouvé qu'elles demeuraient remarquablement constantes pour des valeurs du courant inférieures à 2 ampères.

E.-H. BARTON. — On spherical radiation and vibrations in conical pipes (Sur la propagation d'une onde sphérique et les vibrations dans les tuyaux coniques). — P. 69.

L'auteur établit d'une manière élémentaire les équations de la

propagation d'une onde sonore sphérique dans l'air, afin de les appliquer au cas des tuyaux coniques.

Les résultats principaux du calcul sont les suivants :

Dans un tuyau conique *ouvert*, la hauteur du son fondamental et la distribution des harmoniques sont les mêmes que dans un tuyau cylindrique. Les ventres sont équidistants, mais il n'en est pas de même des nœuds.

Dans un tuyau conique *fermé*, la distribution des concavérations est fournie par les solutions de l'équation transcendante :

$$\text{tang KR} = \text{KR},$$

où R désigne la longueur de la génératrice du cône. Les valeurs ainsi calculées concordent avec celles que lord Rayleigh a obtenues par une analyse plus complète.

E.-H. BARTON. — On the rupture of materials under combined stress : tension and hydrostatic pressure (Sur la rupture de matériaux sous des efforts combinés de tension et de pression hydrostatique). — P. 75.

La pression hydrostatique était obtenue au moyen d'une pompe à écrou de Schaffner et Budenberg, munie d'un manomètre de Bourdon dont l'échelle s'étendait jusqu'à 1.500 atmosphères.

Les échantillons étaient soumis aux essais dans un cylindre d'acier creux : longueur 80 centimètres ; diamètre intérieur, 4 centimètres ; diamètre extérieur, 10 centimètres.

Les éprouvettes étaient brisées par une traction progressive, exercée par le noyau d'un électro-plongeur.

Le maximum de l'effort exercé était obtenu par un courant de 16 ampères. La force atteignait alors la valeur de 4 kilogrammes et les frottements ne dépassaient jamais 1 0/0 de la force totale.

La pression uniforme et normale exercée par la presse hydraulique pouvait atteindre 900 atmosphères, soit 9 kilogrammes par millimètre carré.

Les expériences ont porté sur différentes substances cristallines et, en particulier, sur le sel gemme.

Elles montrent que la rupture se produit sensiblement pour une même valeur de la traction sous la pression atmosphérique, ou sous la pression de 9 kilogrammes par millimètre carré.

Ces expériences infirment donc nettement la loi énoncée par Pon-

celet, que la rupture se produit lorsque l'allongement le plus grand atteint une certaine limite.

Mais elles confirment les expériences de Voigt et s'accordent avec la théorie de Tresca selon laquelle la rupture se produit lorsque la différence entre la tension la plus grande et la plus petite dépasse une certaine limite.

K. HONDA, T. TERADA et D. ISITANI. — On the secondary undulations of oceanic tides (Sur les oscillations secondaires des marées de l'Océan). — P. 88.

Divers observateurs ont attiré l'attention sur les oscillations secondaires qui accompagnent fréquemment les courbes tracées par les marégraphes enregistreurs, et deviennent surtout sensibles dans les baies et les estuaires.

Ces oscillations secondaires ont été souvent rapprochées des *seiches*, et on les a attribuées à des variations de pression barométrique.

Le phénomène est particulièrement apparent sur les côtes du Japon où il est bien connu et désigné communément par les noms de *Yota* et de *Abiki*. Il est généralement observé pendant le calme qui précède l'approche d'une dépression barométrique.

Les nombreuses observations qu'ont faites les auteurs, observations qui s'étagent sur plusieurs années, les conduisent aux conclusions suivantes (le détail des observations est donné dans le mémoire qui est fort long).

Le phénomène ne se produit d'une manière parfaitement régulière que dans les baies ou estuaires dont la largeur n'est pas très grande par rapport à la longueur et dont la profondeur est sensiblement constante.

Les oscillations secondaires comportent une oscillation fondamentale accompagnée d'*harmoniques*.

Chaque baie est caractérisée par une oscillation fondamentale dont on peut calculer approximativement la période par la formule :

$$T = \frac{4l}{\sqrt{gh}}$$

où l désigne la longueur de la baie (estimée de l'entrée vers le fond), h la profondeur moyenne, et g l'accélération de la pesanteur.

La phase du phénomène est d'ailleurs toujours la même sur tout le pourtour de la baie.

On est ainsi conduit à interpréter le phénomène par un effet de *résonance*. La masse d'eau contenue dans une baie est susceptible d'osciller avec une période propre.

Lorsque des ondes de différentes périodes atteignent le rivage et pénètrent dans la baie, celles-là seules sont renforcées qui ont une période en accord avec la période propre de la baie.

Les auteurs estiment que l'on pourrait chercher dans la même voie l'interprétation de phénomènes oscillatoires à longue période dans certains golfes parmi lesquels ils citent :

La mer Adriatique, le canal de Bristol, la baie de Saint-Malo, etc.

ALBERT CAMPBELL. — On the use of variable mutual inductances (Sur l'emploi d'un dispositif à coefficient d'induction mutuelle variable). — P. 155.

La mesure exacte des faibles self-inductions et celle des petites capacités ont pris depuis quelques années une certaine importance en raison de leurs applications à la télégraphie sans fil.

L'auteur indique une méthode, basée sur l'emploi d'un dispositif à coefficient d'induction mutuelle variable, qui permet de mesurer des self-inductions comprises entre 1 et 200 micro-henrys.

On peut observer qu'un étalon d'induction mutuelle présente sur un étalon de self-induction plusieurs avantages :

La valeur absolue en peut être obtenue par le calcul en fonction des dimensions géométriques avec une certitude beaucoup plus grande.

La distribution du courant dans un conducteur varie avec la fréquence, ce qui entraîne des variations dans la valeur de la self-induction. Quand les circuits sont suffisamment éloignés l'un de l'autre, cet effet n'entraîne aucune modification sensible de l'induction mutuelle.

Enfin, tandis qu'avec un étalon de self-induction on ne peut obtenir que des valeurs positives, avec un étalon d'induction mutuelle variable, on peut obtenir des valeurs positives et des valeurs négatives.

Le dispositif proposé se compose d'un circuit primaire qui comprend deux bobines identiques C, C' de même axe et enroulées dans le même sens, disposées parallèlement l'une à l'autre, et d'un circuit

secondaire qui comprend deux autres bobines plates plus petites D et F également reliées en série.

La bobine F est fixe et disposée concentriquement à la bobine C' ; la bobine D est mobile et peut tourner autour d'un axe excentré perpendiculaire à son plan, de manière à demeurer parallèle à C et C' : Elle est placée au milieu de l'intervalle qui sépare C et C'.

La bobine F est divisée en 10 sections de 0,1 de milli-henry qui peuvent être associées en série à volonté à l'aide d'un commutateur.

L'échelle de la bobine mobile s'étend de $- 0,002$ à $+ 0,11$ milli-henry. Les lectures se font sur un cadran divisé sur lequel se déplace un index lié à la bobine D.

Pour obtenir la valeur du coefficient d'induction mutuelle d'un enroulement comprenant un circuit primaire et un circuit secondaire, on relie en série le primaire, le primaire de l'étalon et une source alternative; les secondaires sont reliés également en série, mais avec les tours en opposition, et un galvanomètre à vibration est intercalé dans le circuit.

L'inductance variable est réglée de manière que le galvanomètre demeure au zéro, et la lecture donne directement la valeur du coefficient d'induction mutuelle cherché.

Pour obtenir la mesure d'un coefficient de self-induction, on opère de la manière suivante :

La self-induction à mesurer L_2 constitue l'une des branches d'un pont de Wheastone dont les autres branches sont constituées par deux résistances non-inductives R et S et par le secondaire, L, de l'étalon variable.

Un galvanomètre à vibration est intercalé dans l'une des diagonales du pont. Sur l'autre diagonale on dispose, en série avec le primaire de l'étalon une source alternative.

Lorsque, par réglage convenable des résistances et de l'inductance variable, on a amené le galvanomètre au zéro, on a :

$$\begin{aligned} SP &= QR, \\ S(L_1 + M) &= R(L_2 - M), \end{aligned}$$

en désignant par P et Q les résistances respectives des branches L_1 et L_2 , et par M la valeur de l'induction mutuelle qu'il faut donner à l'étalon pour obtenir l'équilibre.

Si l'on fait $S = R$, il vient simplement :

$$P = Q \quad \text{et} \quad L_2 - L_1 = 2M.$$

Au cours de ce travail, l'auteur établit des formules théoriques qui permettent d'obtenir par le calcul la valeur du coefficient d'induction mutuelle de deux bobines circulaires plates excentrées.

G.-A. SCHOTT. — The electron theory of matter and the explanation of magnetic properties (La théorie électronique de la matière et l'explication des propriétés magnétiques). — P. 172.

Les effets magnétiques qu'il s'agit d'expliquer peuvent être groupés comme suit :

1° Les effets dus aux actions mutuelles des *molécules* de la substance considérée. C'est à ces actions que l'on peut rapporter l'hystérésis et la force coercitive;

2° Les effets dus aux actions mutuelles internes des *atomes* dans les molécules. Le magnétisme très faible des oxydes et sels de fer et de cobalt doit être rapporté à un tel effet;

3° Les effets dus à la constitution même de l'atome.

Le fait mis en lumière par Nagaoka que les amalgames de fer et de cobalt sont, en proportion de leur concentration, aussi fortement magnétiques que le fer et le cobalt mêmes, ne peut guère s'interpréter qu'en supposant que le magnétisme est une propriété *atomique*, et que la valeur élevée du magnétisme du fer et de ses congénères correspond à une structure particulière de l'atome.

Les expériences de Meyer, qui montrent que le magnétisme est une fonction périodique du poids atomique, conduisent à la même conclusion. Selon Meyer, le fer n'occuperait pas d'ailleurs une place absolument exceptionnelle parmi les éléments, et l'erbium dans Eb^2O^3 serait quatre fois plus magnétique que le fer dans Fe^2O^3 .

Dans un mémoire théorique, l'auteur montre comment l'on peut faire découler les propriétés magnétiques (diamagnétiques et paramagnétiques) de la structure de l'atome, en faisant dépendre ces propriétés du nombre et de la configuration du système d'électrons qui le constituent.

J.-A. TOMKINS. — Note on the focometry of a concave lens
(Note sur la focométrie d'une lentille concave). — P. 198.

1° Une lentille convergente auxiliaire L_1 donne en F l'image réelle d'un réticule C. Un miroir plan M est disposé en arrière de F, et la lentille concave à essayer, L, est placée entre L_1 et F, de manière à ce que le faisceau réfléchi donne, après retour par L et L_1 , une image de C dans son plan. La distance focale cherchée est égale à la distance entre L et F.

2° Même disposition, sauf que le miroir M est remplacé par une lunette mise au point sur l'infini. La position de la lentille concave L est réglée de manière à ce que l'image du réticule C se forme dans le plan focal de l'objectif. La distance focale cherchée est alors égale à la distance LF comme dans le cas précédent.

3° On vise à l'aide d'une lunette un objet éloigné, et l'on met au point après avoir intercalé devant l'objectif (et à une certaine distance) la lentille concave. On enlève ensuite la lentille concave et, sans changer le tirage de la lunette, on dispose une mire S à une distance telle que son image se forme dans le plan focal de l'objectif. La distance focale est égale à la distance SL.

MENDENHALL et INGERSOLL. — On certain phenomena exhibited by small particles on a Nernst glower (Sur certains phénomènes présentés par de petites particules déposées sur une lampe de Nernst). — P. 205.

Au cours d'un travail sur la détermination des points de fusion à hautes températures, les auteurs ont eu l'occasion d'observer certains phénomènes curieux qui se produisent, lorsque des parcelles ténués de différents métaux sont déposées sur le cylindre incandescent d'une lampe Nernst.

L'un de ces phénomènes est la *surfusion* remarquable que présentent des globules de métaux fondus (platine, rhodium, argent, ...) sur le cylindre incandescent.

Les globules conservent l'état liquide à une température inférieure de 50°, et parfois 300°, à la température de solidification normale.

La solidification se produit alors brusquement et est accompagnée d'un « éclair » ou éclat subit du globule. Le phénomène se produit de la même manière dans une atmosphère de gaz carbonique. L'inten-

sité de l'éclat est d'autant plus grande que la surfusion est plus prononcée. « L'éclair » paraît précéder la solidification, et la durée du phénomène est d'autant plus longue que le globule est plus gros.

Il semble que ce ne soit pas un phénomène direct de luminescence, mais un phénomène lié à la surfusion et causé par le dégagement brusque de la chaleur latente emmagasinée, au moment de la solidification du globule.

Un phénomène tout différent est le *déplacement* que subissent les parcelles métalliques ténues à la surface du cylindre incandescent d'une lampe de Nernst.

Ce phénomène, qui se présente sous des aspects un peu différents pour les globules métalliques fondus et pour les parcelles solides (parcelles d'oxydes métalliques), consiste en un roulement ou glissement des globules ou parcelles à la surface du support incandescent.

Le déplacement est lié au courant qui parcourt le cylindre incandescent. Selon le métal employé, il se produit dans le sens même du courant ou en sens contraire. La vitesse de déplacement d'un globule ou d'une parcelle métallique dépend de la nature du métal, et augmente, tant avec la température du cylindre incandescent qu'avec la densité du courant. La forme même de la parcelle solide déposée n'intervient en rien dans le déplacement. Les forces qui produisent le mouvement paraissent localisées au point de contact. En fait, un champ électrostatique ou un champ magnétique ne modifient pas le phénomène.

Il semble que l'explication en doive être recherchée dans les actions électrolytiques dont le cylindre de la lampe Nernst est le siège. Si l'on considère une parcelle de métal à la surface incandescente des oxydes, cette parcelle est baignée dans un flux de courant. En amont l'oxygène est mis en liberté, tandis qu'il est absorbé en aval. De là peuvent naître, sur chacun des côtés de la parcelle métallique, des forces de cohésion différentes capables de l'entraîner en la faisant glisser ou tourner.

On a observé que les métaux qui ont un poids atomique plus élevé que le zirconium et l'yttrium (dont les oxydes entrent dans la composition du cylindre incandescent) se déplacent *dans le sens* du courant, tandis que les métaux qui ont un poids atomique plus faible se déplacent *en sens contraire*. Ce fait, qu'aucune considération plausible ne paraît expliquer, est peut-être fortuit.

E.-L. HANCOCK. — Effect of combined stresses on the elastic properties of steel (Effet d'efforts combinés superposés sur les propriétés élastiques de l'acier). — P. 214.

Les expériences ont été exécutées sur des éprouvettes d'acier soumises simultanément à un effort de torsion et de traction, de compression ou de flexion.

Des tableaux numériques et des courbes en représentent les résultats. Ils peuvent se résumer comme suit :

1° La superposition d'un effort de traction et de torsion abaisse la limite d'élasticité de torsion ;

2° La superposition d'un effort de compression et de torsion abaisse également la limite d'élasticité de torsion ;

3° La superposition d'un effort de torsion et de flexion abaisse la limite d'élasticité de flexion ; mais l'abaissement est moindre que dans les cas précédents ;

4° Les modules d'élasticité, tant pour la torsion que pour la flexion, sont légèrement diminués quand les efforts sont superposés.

RICHARDSON. — A freehand graphic way of determining stream lines and equipotentials (Un procédé graphique à main levée pour déterminer les lignes de flux et les lignes équipotentielles). — P. 237.

Les méthodes analytiques qui permettent de résoudre l'équation de Laplace sont susceptibles d'une haute précision, mais elles entraînent des calculs pénibles et dont la longueur se trouve souvent en disproportion avec l'objet que l'on désire atteindre. Dans les applications pratiques, il importe d'avoir des méthodes simplement approchées, mais rapides, et capables d'être utilisées avec des conditions aux limites très diverses.

L'auteur montre par des exemples simples le parti avantageux que l'on peut tirer de solutions graphiques.

R.-W. WOOD. — Anomalous magnetic rotatory dispersion of neodymium (Dispersion rotatoire magnétique anormale du néodyme). — P. 270.

Les expériences ont été exécutées avec du nitrate de didyme préparé par précipitation à l'acide oxalique du nitrate d'ammonium et du didyme, calcination et dissolution dans l'acide nitrique. La solu-

tion de nitrate est évaporée jusqu'à consistance sirupeuse. Si l'on en dépose une goutte sur une lame de verre, elle se solidifie sans cristalliser en demeurant transparente.

On constitue un petit prisme d'angle de 40° en comprimant la substance entre deux lames de verre chaudes.

Une dispersion anormale apparaît alors dans le voisinage de la bande d'absorption, à la longueur d'onde 5790.

Il convient de se servir de pellicules d'épaisseur modérée, de 0,1 à 0,5 de millimètre, par exemple.

La lumière d'une lampe à arc passe à travers un nicol, puis dans le noyau d'un gros électro de Ruhmkorff entre les pôles duquel est disposée la pellicule. Elle traverse ensuite un second nicol et est reçue sur la fente d'un spectroscopie. Les nicols étant à l'extinction, l'excitation de l'électro fait apparaître la lumière dans toute l'étendue du spectre avec les pellicules épaisses, l'intensité prenant toutefois une valeur plus grande au voisinage de la bande d'absorption.

Avec les pellicules minces, l'apparition de la lumière est localisée au voisinage immédiat de la bande d'absorption au centre de laquelle se montre une ligne étroite brillante. La rotation est de sens opposé à celle qui résulte de l'interposition dans le faisceau polarisé d'une lame de verre placée entre les pôles de l'électro-aimant.

En général, quand la lumière est rétablie entre nicols croisés par excitation du champ magnétique, on voit, en faisant tourner l'analyseur dans le sens de rotation du plan de polarisation, une bande sombre se déplacer du rouge vers le violet. Avec le nitrate de didyme, c'est l'inverse qui se produit, la bande se déplace du bleu vers le jaune, ce qui indique une rotation anormale comme dans le cas de la vapeur de sodium.

En comprimant du nitrate de didyme, préparé comme il a été indiqué ci-dessus, entre deux lamelles de verre, de manière à constituer un prisme très aigu, on peut obtenir par photographie la forme de la courbe d'absorption.

Différentes épreuves ainsi obtenues sont jointes au mémoire.

Avec des pellicules plus épaisses, on peut observer également une forte rotation anormale dans le vert.

Dans la région bleu vert, la bande sombre se déplace vers la bande d'absorption dans le jaune.

R.-W. WOOD. — On the existence of positive electrons in the sodium atom
(Sur l'existence d'électrons positifs dans l'atome de sodium). — P. 274.

Le fait expérimental sur lequel s'appuie l'auteur est la rotation magnétique du plan de polarisation des lignes d'absorption de la vapeur de sodium.

Pour que l'expérience soit nette, il convient de se servir d'un prisme de Fresnel en quartz peu épais et de couvrir la fente du spectroscopie, sauf sur la faible portion qui se trouve juste au-dessus et au-dessous de la bande unique d'extinction.

Avec ce dispositif, la ligne qui subit la rotation magnétique doit pénétrer dans la bande obscure par-dessus ou par-dessous, selon que sa rotation est positive ou négative. Comme le spectre rotatoire magnétique est plus brillant dans la région du bleu et du vert que dans celle du rouge et de l'orangé, c'est dans la première région que les observations ont été faites. La self-induction de l'électro-aimant employé était considérable, et il s'écoulait plusieurs secondes après la fermeture du circuit avant que le courant ne prit sa valeur de régime. Aussi avait-on tout le loisir d'observer le phénomène.

Dès que le champ magnétique est excité, on voit de nombreuses lignes brillantes qui pénètrent progressivement dans la région sombre, les unes en allant de haut en bas, et les autres en allant de bas en haut.

Ceci montre que le champ magnétique exerce une action inverse sur les différentes lignes du spectre d'absorption, faisant tourner le plan de polarisation de certaines de ces lignes dans le sens positif, tandis qu'il fait tourner le plan de polarisation des autres dans le sens négatif.

Si l'on admet que la rotation *positive* de la raie D doit être interprétée par l'existence d'électrons chargés négativement, le fait qu'il apparaît pour certaines raies d'absorption une rotation *positive* et pour d'autres raies une rotation *négative*, c'est-à-dire de sens inverse à celle de la raie D, implique l'existence d'électrons positifs et négatifs dans l'atome.

ROBERT HOUSTOUN. — A new spectrophotometer of the Hüfner type
(Un nouveau spectrophotomètre du type Hüfner). — P. 282.

Le spectrophotomètre Hüfner est constitué par un spectroscopie

devant la fente duquel sont disposés un prisme de Thompson et un rhombe de verre dont l'une des arêtes, très aiguë, limite la fente.

Le faisceau supérieur qui tombe sur la partie inférieure de la fente est de la lumière naturelle, tandis que le faisceau inférieur, c'est-à-dire celui qui est reçu par la partie supérieure de la fente est constitué par de la lumière polarisée, soit dans un plan horizontal, soit dans un plan vertical.

Un nicol est placé sur le trajet des deux faisceaux.

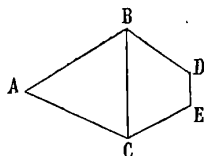
En regardant à l'oculaire, on voit deux spectres superposés dont on peut modifier l'intensité relative par rotation du nicol.

Le faisceau qui tombe sur la partie inférieure de la fente subit en réalité une polarisation partielle dans le passage à travers le rhombe de verre et le prisme du spectroscopie.

Aussi convient-il d'ajuster convenablement le rhombe et le prisme dispersif de manière à détruire cette polarisation. Dans l'appareil de Hüfner, le résultat est obtenu par un choix convenable des angles du prisme et du rhombe.

L'auteur propose un prisme de construction particulière, capable de remplir dans l'appareil les fonctions qui incombent au prisme de Thompson et au rhombe de verre.

Les deux faisceaux se trouvent alors polarisés dans deux plans perpendiculaires, de sorte que le dispositif peut être immédiatement adapté à un prisme dispersif quelconque.



La pièce, dont la figure représente une section, se compose de deux prismes collés au baume. Le prisme ABC est en verre d'indice $n = 1,526$ (pour la raie D). Les côtés AB, BC et CA sont égaux, et ont chacun une longueur de 2 centimètres.

Le prisme BDEC est en spath, l'axe est perpendiculaire au plan de la figure. L'angle en D est égal à $127^{\circ} 12'$; l'angle en E est à $115^{\circ} 49'$, et l'angle BCE = $36^{\circ} 44'$.

L'appareil peut être utilisé à faire de la spectrophotométrie dans l'ultra-violet. Ainsi l'auteur l'a employé pour mesurer par la photographie l'absorption de solutions de sulfate de cuivre de différentes concentrations.

C. TISSOT.

LES MARÉES DE L'ÉCORCE TERRESTRE (1);

Par M. Ch. LALLEMAND.

I. — DIFFICULTÉS DE LA MESURE DES MOUVEMENTS DE L'ÉCORCE.

Sous la double attraction de la Lune et du Soleil, les eaux des océans subissent des oscillations périodiques, vulgairement connues sous le nom de *marées*, et dues à la superposition d'ondes multiples, liées : les unes à la rotation de la Terre sur elle-même (*ondes diurne et semi-diurne*) ; d'autres à la révolution de la Lune autour de la Terre (*ondes mensuelle et semi-mensuelle*) ; d'autres à la translation de la Terre autour du Soleil (*ondes annuelle et semi-annuelle* ; d'autres encore à la révolution des nœuds de l'orbite lunaire autour de l'équateur (*ondes de précession* de 18 ans $\frac{2}{3}$ et 9 ans $\frac{1}{3}$).

Sous ces mêmes influences, la partie solide du globe subit des déformations analogues. Mais comment les mesurer ?

Pour apprécier un mouvement, il faut le rapporter à des points fixes de comparaison. A l'égard des ondes océaniques, ces repères sont fournis par les côtes, supposées stables. Aussi les marées ne sont-elles observables que le long des rivages. Le pêcheur, au large dans sa barque, les ignore. Si, au lieu de couvrir seulement les trois quarts de l'écorce, les eaux de l'océan l'eussent enveloppée toute entière et si l'homme avait dû vivre en mer, sur des îles flottantes, jamais il n'eût soupçonné l'existence des marées.

Or, c'est là précisément notre situation vis-à-vis de l'écorce ; nous manquons de points fixes auxquels on en puisse rapporter les mouvements.

Il faut aborder autrement le problème.

Considérons un pendule. Il prend naturellement la direction de la verticale. Mais la Lune, à raison de l'inégalité de ses distances aux divers points du globe, exerce sur eux des attractions, les unes plus fortes, les autres plus faibles que celle dont le centre est l'objet. La différence représente une petite force perturbatrice, qui se combine avec la pesanteur et qui imprime à la verticale une certaine

1) Communication faite à la Société de Physique : Séance du 19 mars 1909.

J. de Phys., 4^e série, t. IX. (Février 1910.)

déviations, variant avec la position de l'astre par rapport à la Terre.

La pointe du pendule décrit ainsi une courbe minuscule, qui se referme périodiquement sur elle-même.

Le Soleil agit de même; toutefois, l'énormité de sa masse étant plus que compensée par son éloignement, la déviation produite est à peu près moitié moindre (exactement 0,45).

Les positions des trois astres, Terre, Lune et Soleil, et les rapports de leurs masses étant connus, la déviation résultante de la verticale peut être calculée, ainsi que la courbe décrite par la pointe du pendule (1).

Supposons qu'on puisse observer directement cette courbe.

Si le globe était absolument rigide, c'est-à-dire tout à fait indéformable, la trajectoire observée reproduirait exactement la courbe théorique.

Si, par contre, la Terre était d'une fluidité parfaite, la surface libre, abstraction faite de l'inertie, très faible en l'espèce, resterait constamment perpendiculaire à la direction changeante de la verticale; on ne constaterait aucune déviation du pendule par rapport au sol.

En réalité, le globe terrestre ne répond ni à l'un ni à l'autre de ces deux cas extrêmes. Géologues et physiciens, il est vrai, ont longtemps discuté sur le point de savoir si l'intérieur du globe est ou non formé de matières fluides en fusion. Dès 1877, Sir W. Thomson (2) avait l'intuition que, pris dans son ensemble, le globe terrestre doit posséder une rigidité un peu moindre que celle de l'acier. Mais, comme Tresca l'a montré, sous une pression suffisante, tous les corps se déforment et cèdent, c'est-à-dire se comportent comme des liquides. Avec les formidables pressions qui règnent au centre du globe, pareille distinction n'a plus de sens; la viscosité croissant avec la pression, l'intérieur de la Terre peut parfaitement être fluide et en même temps rigide comme l'acier. La seule chose à retenir est que le globe possède une certaine élasticité.

La verticale est donc déviée; en même temps, le sol se déforme. La déviation observée du pendule n'est que la différence des deux

(1) Un comité de la *British Association* (1881) paraît avoir abordé, le premier, ce problème. D'autre part, GAILLOT (*Bulletin astronomique*, t. 1, 1884, p. 113) a étudié la courbe complexe décrite, aux diverses latitudes, par la pointe d'un pendule, sous l'action des ondes lunaires, diurne et semi-diurne.

(2) *Natural Philosophy*, 2^e partie.

effets, c'est-à-dire une fraction de la déviation théorique. Une fois connue, cette fraction donnera la mesure de la rigidité du globe; on en déduira la grandeur relative des marées de l'écorce.

Reste à observer et à mesurer, en un lieu donné, les mouvements de la verticale par rapport au sol supposé fixe.

Ici, deux difficultés se présentent.

Tout d'abord, les déviations dont il s'agit sont imperceptibles : elles n'atteignent pas $0'',01$. Pour un pendule de 1 mètre de longueur, la pointe, dans ses écarts extrêmes, ne sortirait pas d'un cercle décrit, autour de sa position moyenne, avec un rayon de $1/20^{\text{me}}$ de micron, ou de $1/20000^{\text{me}}$ de millimètre.

Pour voir ce qui se passe dans un cercle aussi petit, il faudrait un microscope gigantesque, grossissant les images une dizaine de milliers de fois.

D'autre part, sous le rayonnement solaire, les couches externes du sol s'échauffent et se dilatent, imprimant ainsi au pendule une déviation *apparente*, de sens inverse à la déviation *réelle* due à l'attraction de l'astre ; par contre, s'ajoutent l'une à l'autre, les déformations de l'écorce respectivement dues à ces deux causes.

A la surface du sol, l'action thermique du Soleil n'atteint pas moins de cent fois l'effet de l'attraction proprement dite ($0'',5$ contre $0'',005$). A 25 mètres de profondeur, elle est encore dix fois plus grande ($0'',05$). C'est dire comme il est difficile de se mettre à l'abri de cette influence perturbatrice et combien, dans les effets observés, il importe de distinguer ce qui a trait aux couches superficielles et ce qui, par contre, affecte le corps même de la planète.

Ainsi posé, le problème paraît insoluble.

Et pourtant, depuis trois quarts de siècle, il n'a cessé de tenter des savants, et non des moindres ⁽¹⁾.

Dès 1837, Antoine d'Abbadie ⁽²⁾ observait de longs niveaux à bulle d'air, et plus tard, dans son observatoire d'Abbadia, il mesu-

¹⁾ On trouvera l'exposé détaillé de ces recherches dans une *Étude des mouvements de l'écorce terrestre* (chap. IV, § 4), par de CHANCOURTOIS, Ch. LALLEMAND et G. CHESNEAU (*Annales des Mines*, 1886) et notamment (Annexe B) dans une note de Ch. LALLEMAND, *Sur les déviations de la verticale dues à l'attraction de la Lune ou à l'élasticité du sol*.

⁽²⁾ *Recherches sur la verticale* (*Annales de la Société scientifique de Bruxelles*, 1881).

rait les déplacements de l'image d'un point fixe, réfléchi sur un bain de mercure placé au fond d'un puits.

En 1872, Zöllner ⁽¹⁾ construisait un pendule horizontal (*fig. 1*) au moyen duquel, assure-t-il, on appréciait des déviations de la verticale inférieures à 0'',001.

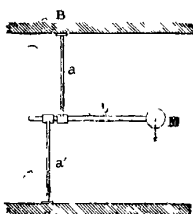


FIG. 1. — Pendule horizontal de Zöllner (croquis schématique).

a, a', lames de ressorts, en acier.

L, tige horizontale, en verre.

B, C, appuis fixes.

M, masse pesante, portant un miroir.

En 1874, à l'île Campbell, Bouquet de La Grye ⁽²⁾ employait, dans le même but, un pendule avec balance amplificatrice.

En 1878, à Glasgow, lord Kelvin se servait d'un long pendule et d'un petit miroir de galvanomètre porté par deux fils de cocon très voisins, attachés l'un au bas du pendule, l'autre à un point fixe tout proche. L'image d'un point lumineux, réfléchi sur le miroir, se balançait le long d'une échelle placée à distance.

En 1879-1881, à l'Université de Cambridge, G. et H. Darwin ⁽³⁾ perfectionnaient ce dernier appareil (*fig. 2*) et le plaçaient en entier dans l'eau pour le soustraire à l'influence perturbatrice des variations de température et des trépidations locales. La sensibilité de l'instrument était telle qu'à 5 mètres de distance, un observateur produisait une déviation de l'image, rien qu'en reportant d'un pied sur l'autre le poids de son corps, et en modifiant ainsi l'équilibre du

⁽¹⁾ *Ueber eine neue Methode zur Messung anziehender und abstösender Kräfte, Beschreibung und Anwendung des Horizontalpendels* (Poggendorff's Annalen, 1873, vol. CXXX et CL).

⁽²⁾ *Etudes sur les déviations du pendule au Mexique* (Comptes rendus de l'Académie des sciences, 28 juillet 1884).

⁽³⁾ *On, an instrument for detecting and measuring small changes in the direction of the force of gravity* (British Association for the advancement of Sciences 1882).

sol. On pouvait mesurer des déviations n'atteignant pas 0'',005 (1).

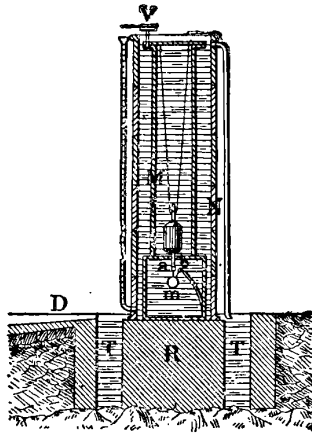


FIG. 2. — Pendule vertical de G. et H. Darwin.

- M, N, Cages concentriques remplies d'eau, pour assurer la constance de la température et pour amortir les petites oscillations parasites ;
- R, Pilier fondé sur la roche vive ;
- T, Tranchée circulaire remplie d'eau s'écoulant par un déversoir D ;
- m, Miroir argenté suspendu par deux fils de cocon, a et b ;
- V, Vis servant à régler l'écartement, ab, des deux fils.

En 1883, M. Wolf (2) installait à l'Observatoire de Paris un appa-

(1) Il est facile de calculer l'amplification réalisable au moyen de cet appareil. Soient, en effet :

- L, la longueur du pendule ;
- e, l'écartement ab des deux points de suspension du miroir ;
- D, sa distance à l'échelle où se meut l'image réfléchie ;
- δ, la déviation de la verticale ;
- d, le déplacement correspondant de l'image sur l'échelle.

A la déviation δ de la verticale répond, pour le miroir, un mouvement angulaire,

$$\frac{L}{e} \delta ;$$

le rayon réfléchi tourne d'une quantité double, et, 1° valant $\frac{D}{206\,265}$, l'image formée sur l'échelle subit un déplacement .

$$d = \frac{2D}{206\,265} \cdot \frac{L}{e} \cdot \delta .$$

Si :

$$L = 1 \text{ m.} ; \quad e = 0^{\text{m}},001 ; \quad D = 5 \text{ m.} \quad \text{et} \quad \delta = 0^{\circ},005 ;$$

on a :

$$d = 0^{\text{m}},24 .$$

quantité qui peut déjà être appréciée.

(2) *Sur un appareil propre à l'étude des mouvements du sol* (C. R. de l'Académie des sciences, t. XCVII).

reil analogue à celui d'Abbadie, mais où les mesures absolues étaient remplacées par des mesures différentielles, moins sujettes à erreurs.

Malheureusement, dans tous ces essais, les actions perturbatrices n'étaient qu'insuffisamment éliminées. On constatait bien une vague oscillation diurne de la verticale; mais jamais on n'obtenait une mesure précise de l'influence de la Lune, et encore moins de celle du Soleil, sur la direction de la gravité.

II. — LE PENDULE HORIZONTAL.

La question, déclarée insoluble par Sir Georges-H. Darwin lui-même, semblait abandonnée, lorsqu'en 1892-1896 elle fut reprise — et cette fois, semble-t-il, avec un plein succès — au moyen d'un nouvel instrument, le pendule horizontal, par de Rebeur-Paschwitz, à Wilhelmshaven ⁽¹⁾, Puerto-Orotava (île de Ténériffe), Potsdam et Strasbourg ⁽²⁾; par Kortazzi ⁽³⁾ (1893-1895) à Nikolaïew; puis par Schweydar (1901-1902) à Heidelberg ⁽⁴⁾; enfin dernièrement (1902-1907) à Potsdam, par le professeur Hecker ⁽⁵⁾, de l'Institut géodésique prussien.

Avant d'exposer les résultats obtenus, disons un mot du principe de l'instrument.

Les déviations qu'il s'agit de mesurer sont extraordinairement petites; elles n'atteignent pas en général, avons-nous dit, 0'',01. A l'extrémité d'un pendule de 1 mètre de long, elles se traduiraient par des déplacements d'à peine quelques centièmes de micron.

Comment les amplifier assez pour les rendre perceptibles?

En allongeant l'appareil? Mais avec un pendule ordinaire, vertical, la longueur nécessaire serait tout à fait démesurée.

Heureusement, on peut atteindre plus simplement le but. Si l'on redresse, en effet, jusqu'à le rendre à peu près vertical, l'axe de rotation du pendule, ce dernier se comporte comme un pendule simple, suspendu par un fil au point où la verticale du centre de la masse

(1) *Das Horizontalpendel*, etc. in *Nova acta der Leopold Carol. Akad. Halle*, t. LX, n° 1.

(2) *Horizontalpendel Beobachtungen*, etc. in *Gerland's Beiträge*, t. II. — R. EHLERT, *Die horizontal Pendelbeobachtungen*, *ibid.*, t. III.

(3) *Investia Russk. Astronom. Obschestva*. 4^e partie, 1895 et 5^e partie, 1896.

(4) *Untersuchung der Oscillationen der Lotlinie*, etc. in *Gerland's Beiträge*, t. VII.

(5) *Beobachtungen an Horizontalpendeln über die Deformation des Erd-Körpers unter dem Einfluss von Sonne und Mond*. Berlin, 1907.

oscillante rencontre le prolongement de l'axe de rotation. On peut donc réaliser un pendule horizontal équivalent à un pendule vertical de longueur aussi grande qu'on le veut. Cette dernière se calcule en faisant osciller le pendule successivement dans les deux positions et en multipliant sa longueur effective par le rapport des carrés des temps d'une oscillation simple. D'après cela, on détermine le coefficient variable de réduction qu'il faut appliquer aux déviations du pendule horizontal pour avoir les déviations correspondantes de la verticale, ou plutôt leur composante perpendiculaire au plan du pendule⁽¹⁾.

(1) *Théorie élémentaire du pendule horizontal.* — Soient (fig. 3) :

- $O'S'$, OS , l'axe de rotation du pendule, d'abord vertical, puis à peu près horizontal;
- O' , C , le centre d'oscillation de ce même pendule;
- i , l'inclinaison de l'axe OS sur la verticale OV ;
- O'' , le point de rencontre de OS avec la verticale CO'' du centre C d'oscillation;
- O'' est le point virtuel de suspension d'un pendule simple, de longueur $O''C = l$, équivalent au pendule horizontal $OC = l'$.

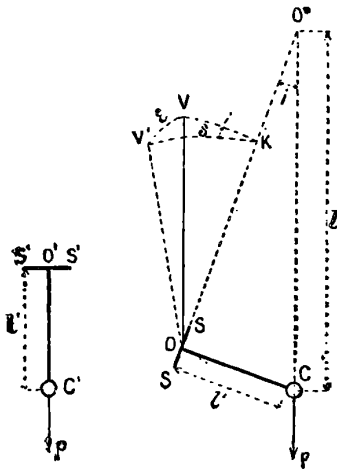


FIG. 3. — Schéma du pendule horizontal.

Soient encore :

T , la durée d'oscillation du pendule horizontal OC ;

T' , la durée d'oscillation du même pendule, suspendu verticalement en $O'C'$.

Si la verticale subit une légère déviation, $VOV' = \epsilon$, dans un plan perpendiculaire au plan VOK du pendule, celui-ci reprend son équilibre dans le nouveau

L'appareil de Hecker (*fig. 4*) était formé de deux pendules hori-

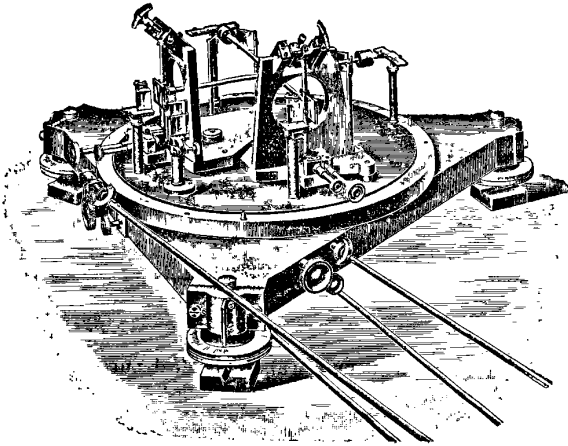


FIG. 4. — Pendules horizontaux croisés de Hecker.

zontaux croisés, du système de Rebeur-Paschwitz perfectionné,

plan vertical VOK, contenant l'axe OS de rotation et faisant, avec le premier, un angle $VKV' = \delta$.

Dans le triangle sphérique rectangle VVK, ε et δ étant très petits par rapport à i , on a :

$$(1) \quad \varepsilon = \delta \sin i,$$

et, dans le triangle rectangle O'OC :

$$\sin i = \frac{l}{l'};$$

Mais, d'après la formule connue du pendule, on a :

$$T = \pi \sqrt{\frac{l}{g}} \quad \text{et} \quad T' = \pi \sqrt{\frac{l'}{g}}.$$

On peut donc écrire :

$$(2) \quad \sin i = \frac{T'^2}{T^2}.$$

T et T' sont mesurés par les procédés habituels.

D'autre part, les déviations δ du pendule horizontal sont mesurées par les déplacements proportionnels d de l'image d'un point lumineux, réfléchi sur un miroir fixé au pendule, de telle sorte que :

$$(3) \quad \delta = Kd$$

K étant une constante proportionnelle à la distance D du miroir à l'échelle où se mesure d .

Si ρ désigne le coefficient inconnu par lequel il faut multiplier les déplacements d

installés à 25 mètres au-dessous du sol, dans une chambre où la température (11°,7) et l'humidité (100 0/0) restaient rigoureusement constantes durant toute l'année. Les deux pendules, mesurant 0^m,23 de longueur, étaient disposés en croix et symétriquement orientés par rapport à la méridienne. Ils fournissaient ainsi deux composantes rectangulaires de la déviation cherchée de la verticale.

Les images d'un même point lumineux, réfléchies sur deux petits miroirs fixés respectivement sur les deux pendules, étaient, simultanément et d'une manière continue, photographiquement enregistrées sur un tambour mù par une horloge et recouvert de papier sensible.

Grâce à cette double amplification, mécanique et optique, les déplacements des images équivalaient à ceux qu'on eût observés sur la pointe d'un pendule simple, ayant la hauteur du mont Blanc.

Les observations se sont poursuivies, d'abord pendant 29 mois, de décembre 1902 à mai 1905; puis, à titre de contrôle, durant 24 autres

de l'image pour avoir les déviations correspondantes ε de la verticale, on a :

$$(*) \quad \varepsilon = \rho d.$$

Finalement, des relations (1) (2) (3) et (4), on tire :

$$\rho = K \cdot \frac{T^2}{l^2}.$$

Pour les deux pendules, de Hecker, le rapport $\frac{\delta}{\varepsilon}$ et l'inclinaison correspondante i de l'axe de rotation de chacun d'eux sur la verticale, présentaient respectivement, en moyenne, les valeurs suivantes :

	Rapport $\frac{\delta}{\varepsilon}$	Inclinaison i
Pendule I.....	470	5'
Pendule II.....	700	7'5.

L'amplification angulaire, d'en moyenne 600 fois, ainsi réalisée par les pendules, se trouvait ensuite multipliée par 7,5, du fait de la réflexion sur le miroir, situé à une distance $D = 3^m,75$.

Finalement, à une déviation de la verticale, $\varepsilon = 0^r,001$, répondait un déplacement d de l'image :

$$d = \frac{0^r,001}{206\ 265} \times 600 \times 7^m,5 = 0^m,022.$$

C'est le mouvement qu'on eût observé sur la pointe d'un pendule vertical de 4.500 mètres de longueur.

Il est tout à fait extraordinaire qu'on ait pu, dans des moyennes, il est vrai, portant sur de très longues séries, déceler avec certitude l'existence d'aussi petits déplacements.

Correction faite d'une erreur systématique de changement du zéro, due à l'inégal tassement du terrain, la déviation δ a constamment oscillé entre deux limites extrêmes distantes de moins de 30'.

mois, d'août 1905 à juillet 1907⁽¹⁾. Les résultats ont ensuite été combinés entre eux de manière à faire tout naturellement ressortir la loi complexe des mouvements de la verticale.

Voici, en quelques mots, le principe de la méthode qui a été employée à cet effet.

III. — MESURE DE L'INFLUENCE DU SOLEIL.

Les déviations mesurées ayant d'abord subi les petites corrections instrumentales nécessaires, on a, pour chacune des 24 heures du jour, calculé successivement la déviation moyenne correspondant à chaque journée, puis à chaque mois, ensuite à chaque année et finalement à l'ensemble des observations.

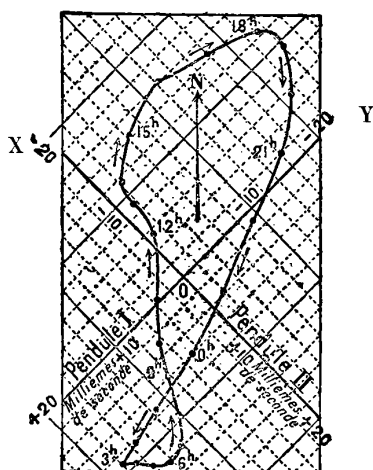


FIG. 5. — Oscillation moyenne diurne, apparente, de la verticale, à Potsdam, sous l'influence thermique du Soleil.

Portant sur deux axes rectangulaires, OX et OY (*fig. 5*), les moyennes générales annuelles relatives, pour les deux pendules, à une même heure de la journée, puis marquant le point qui a ces deux moyennes pour coordonnées et joignant ensuite, par un trait continu, les points successivement déterminés de la sorte, on a obtenu un

(1) Une troisième série d'observations a encore été faite, durant 22 mois, de juillet 1907 à mai 1909. Les résultats obtenus concordent pleinement avec ceux des deux premières séries.

diagramme où s'accuse nettement, pour la verticale, une oscillation diurne atteignant $\pm 0,02$, dans le sens Nord-Sud.

La déviation maxima vers le Nord a lieu aux environs de 6 h. du soir, tandis que l'écart le plus fort vers le Sud se produit autour de 6 h. du matin. Ce sont bien les caractères d'une onde liée à l'échauffement des couches supérieures du sol par le rayonnement solaire.

En effet, dans une cave, le maximum journalier de température a lieu vers 6 h. du soir et le minimum vers 6 h. du matin. Et d'autre part, avons-nous dit, dans l'après-midi, la dilatation du sol échauffé dans la zone centrale du globe, imprime nécessairement à la verticale une déviation apparente vers le pôle le plus proche, soit vers le pôle Nord dans l'espèce.

La décomposition de l'année en trimestres correspondant aux quatre saisons a fourni quatre diagrammes analogues au précédent ; mais l'amplitude de l'oscillation diurne y est, pour l'hiver, deux fois moindre que pour l'été. On est donc bien en présence d'effets thermiques.

Ces effets couvrent, jusqu'à les masquer, ceux de l'attraction proprement dite du Soleil sur les pendules. Néanmoins, celle-ci peut être mise en évidence, grâce à ce fait que sa période est de 12 heures, au lieu de 24 pour l'action thermique.

Pour chacun des deux pendules séparément, prenons, en effet, dans le tableau des moyennes horaires annuelles, les déviations relatives aux couples d'heures : 0 et 12, 1 et 13, 2 et 14, ..., 10 et 22, 11 et 23, respectivement séparées par un intervalle de 12 heures et, pour chaque couple, formons la demi-somme et la demi-différence des déviations.

Dans la demi-somme, l'effet thermique s'élimine tout naturellement, car il est égal et de signes contraires sur les deux termes de chaque couple, espacés d'une demi-période. Par contre, l'effet de l'attraction se retrouve en entier, puisqu'on n'a fait que superposer deux périodes et prendre la moyenne des ordonnées correspondantes.

Dans la demi-différence, au contraire, les effets du rayonnement s'ajoutent, tandis que s'annulent ceux de l'attraction.

Il ne reste plus qu'à tracer, pour chaque pendule, les deux sinusoïdes s'adaptant le mieux aux ordonnées moyennes calculées de la sorte. C'est en opérant ainsi qu'on a obtenu (*fig. 6*) les courbes représentant les oscillations simples, diurne et semi-diurne, des deux pendules. Sur les mêmes diagrammes sont figurées l'*oscillation ré-*

sultante calculée et l'oscillation réelle observée; l'accord parfait des deux courbes justifie pleinement la méthode employée.

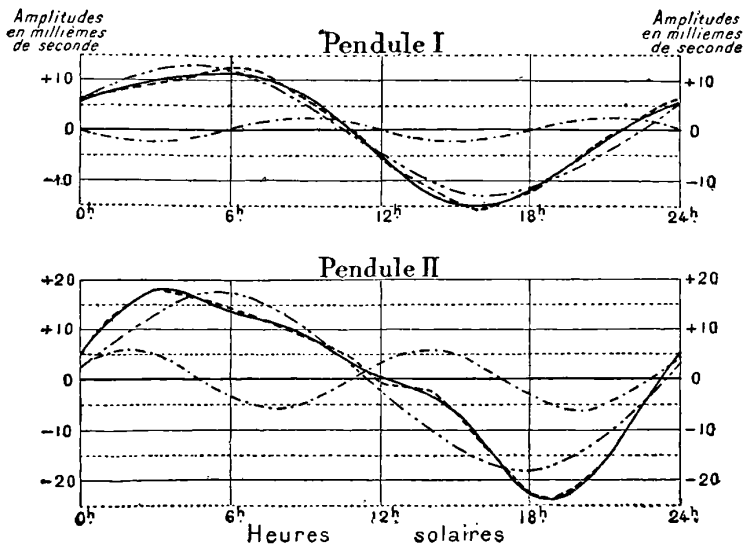


FIG. 6. — Oscillations moyennes, diurne et semi-diurne, des deux pendules, sous l'action du Soleil.

----- Mouvement observé; — · — · — onde semi-diurne calculée; ······ onde diurne (thermique) calculée; ———— onde résultante calculée.

Pour les deux ondes élémentaires, les demi-amplitudes obtenues, exprimées en millisecondes ($^{\circ}$), sont les suivantes :

	Pendule I	Pendule II
Onde semi-diurne	$\pm 2^{\circ},25$	$\pm 6^{\circ}$
Onde diurne (thermique).....	$\pm 13^{\circ}$	$\pm 18^{\circ}$

Pour le pendule I, la variation semi-diurne, $\pm 2^{\circ},5$, est très probablement due à l'attraction solaire, car elle s'écarte peu de la valeur théorique ($\pm 2^{\circ},8$) égale aux 0,45 de l'onde lunaire correspondante ($\pm 6^{\circ},2$) dont, maintenant, il va être question ⁽¹⁾.

IV. — MESURE DE L'INFLUENCE DE LA LUNE.

La méthode qui vient d'être esquissée s'applique également à la recherche de l'action lunaire, avec cette seule différence que les

(1) Pour le pendule II, l'onde semi-diurne présente une amplitude trop forte; d'après Hecker, cela tiendrait à un tassement inégal, constaté après coup, dans les maçonneries du puits d'accès de l'appareil.

moyennes déviations horaires calculées doivent alors correspondre aux 24 heures du jour lunaire.

Mais ici, grâce à la différence des périodes, l'influence du rayonnement solaire s'élimine à peu près complètement, et les résultats obtenus sont beaucoup plus certains.

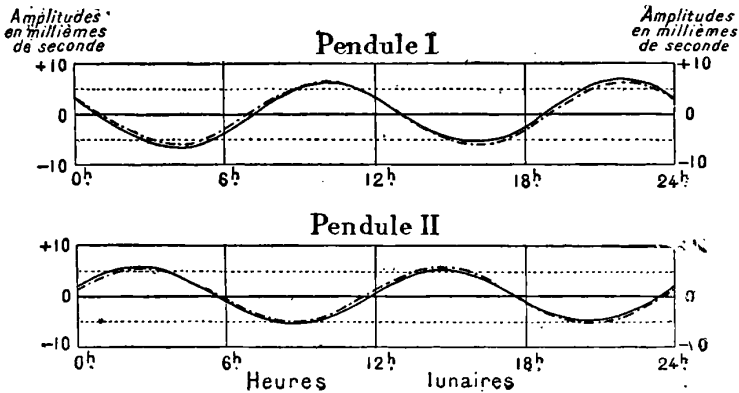


FIG. 7. — Oscillation moyenne semi-diurne des deux pendules, sous l'action de la Lune.

— onde observée; - - - - - onde semi-diurne calculée.

Dans la *fig. 7*, on voit représentées à la fois, pour chacun des deux pendules, l'oscillation réelle *observée* et l'oscillation semi-diurne correspondante, *calculée* comme il a été dit pour le Soleil.

L'accord des deux courbes est frappant.

La demi-amplitude est de $\pm 6^{\circ},2$ pour le pendule I et de $\pm 5^{\circ},4$ pour le pendule II.

En portant, comme pour le Soleil, sur deux axes rectangulaires, les déviations correspondant à une même heure lunaire, on a obtenu deux diagrammes (*fig. 8* et *9*) où le moyen mouvement journalier relatif de la verticale, sous l'influence de la Lune, apparaît avec une surprenante clarté. Sur ce même diagramme est figurée l'oscillation correspondante absolue de la verticale, calculée pour la latitude de Potsdam, dans l'hypothèse d'une terre absolument rigide⁽¹⁾.

(1) Pour ce calcul, voir ma *Note sur les mouvements de la verticale, dus à l'action luni-solaire, etc.* (*Comptes rendus de l'Académie des sciences*, 23 août 1909.)

Les résultats de la comparaison se présentent ainsi :

Moyen mouvement semi-diurne du pendule sous l'influence de la Lune	Amplitude absolue calculée α	Demi-amplitude, en millisecondes ($\frac{v}{i}$)				
		Amplitude relative observée m		Rapport $\frac{m}{\alpha}$		
		1 ^{re} série	2 ^e série	1 ^{re} série	2 ^e série	Moyennes
Sens Nord-Sud..	$\pm 8^v$	$\pm 3^v$	$\pm 3^v,5$	0,37	0,43	0,40
Sens Est-Ouest..	$\pm 10^v$	$\pm 7^v,7$	$\pm 6^v,3$	0,77	0,63	0,70
		Moyennes.....		0,57	0,53	0,55

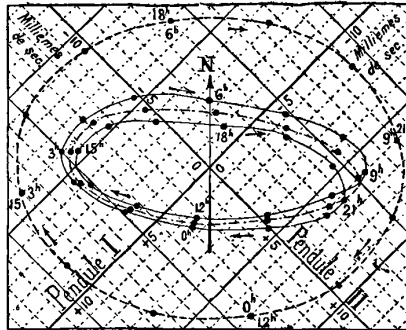


FIG. 8. — Moyen mouvement journalier apparent du pendule à Potsdam, sous l'action de la Lune (1^{re} période : décembre 1902 à mai 1905).
 ———— Onde observée ; - - - - - , Onde semi-diurne observée ;
 , Onde théorique moyenne semi-diurne, pour une Terre indéformable.

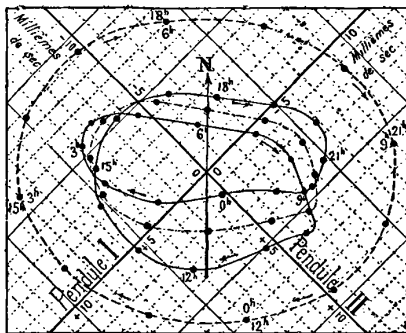


FIG. 9. — Moyen mouvement journalier apparent du pendule à Postdam, sous l'action de la Lune (2^{me} période : août 1905 à juillet 1907).
 ———— Onde observée ; - - - - - , Onde semi-diurne observée ;
 , Onde théorique moyenne semi-diurne, calculée pour une Terre absolument rigide.

D'autre part, théoriquement, l'onde lunaire, en un lieu donné,

montre chaque jour deux maxima : égaux, si la Lune est dans le plan de l'équateur ; inégaux, dans le cas contraire, et d'autant plus inégaux que la déclinaison lunaire est plus grande.

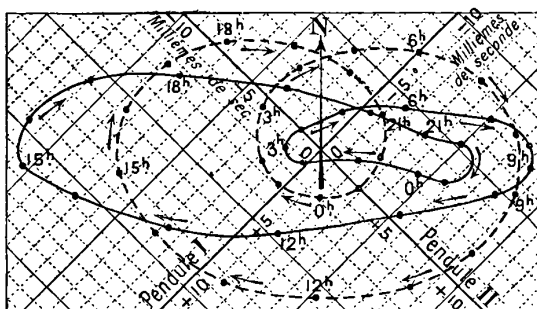


FIG. 10. — Moyen mouvement journalier du pendule à Potsdam, sous l'action de la Lune et pour de fortes déclinaisons boréales (de 12° à 19° N; moyenne $+ 16^{\circ} 15'$).

— Onde observée; — —, Onde théorique calculée pour une Terre indéformable.

Pour mettre en évidence cette inégalité, Hecker a calculé le moyen mouvement journalier de la verticale, séparément pour les périodes

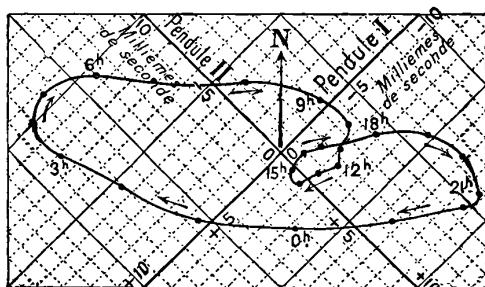


FIG. 11. — Oscillation journalière apparente du pendule à Potsdam, sous l'action de la Lune pour de fortes déclinaisons australes (de 12° à 19° S; moyenne $- 16^{\circ} 20'$).

de très forte déclinaison boréale (de $+ 12^{\circ}$ à $+ 19^{\circ}$), puis pour celles de très forte déclinaison australe (de $- 12^{\circ}$ à $- 19^{\circ}$). Il a ainsi obtenu deux diagrammes (fig. 10 et 11), où s'accusent nettement cette inégalité, en même temps que la différence prévue de 12 heures, dans les phases, entre l'un et l'autre cas. Ainsi, quand la Lune est au Nord de

l'équateur (fig. 10), le point 12 h., correspondant au passage supérieur de l'astre au méridien, se trouve sur la grande boucle de la courbe. Il est, au contraire, comme il convient, sur la petite boucle (fig. 11), quand la Lune est au-dessous de l'équateur.

Le professeur Hecker a calculé (fig. 10) la courbe théorique du mouvement que prendrait la verticale, à Potsdam, pour la moyenne déclinaison boréale, $+ 46^{\circ}, 15'$, de la Lune, si la Terre possédait effectivement une rigidité égale aux $5/6$ de celle de l'acier, c'est-à-dire si elle avait précisément la rigidité moyenne qui répond à la réduction, d'environ $2/3$, constatée pour l'amplitude des oscillations de la verticale dans le sens Est-Ouest.

Entre la courbe théorique et la courbe réelle se montrent des différences notables : la courbe réelle est plus allongée dans le sens Est-Ouest et plus aplatie dans le sens Nord-Sud ; elle présente, en outre, un défaut marqué de symétrie.

Une objection encore pouvait être faite. L'attraction luni-solaire détermine des marées dans l'Océan et dans l'atmosphère. Le long des rivages maritimes, l'eau monte et descend tour à tour. Des masses liquides et gazeuses s'approchent et s'éloignent ainsi, alternativement, du pendule, exerçant sur lui une attraction variable et faisant, par leur poids, fléchir périodiquement l'écorce élastique sous-jacente. De là, pour la verticale, des mouvements de même sens que ceux dus à l'action propre du Soleil et de la Lune sur l'écorce. Il importait de rechercher quelle peut être, dans les déplacements observés, la part de ces causes indirectes ? Hecker l'a calculée. Elle est absolument négligeable.

V. — CONCLUSIONS.

En résumé, l'amplitude constatée des mouvements du pendule, à Potsdam, n'atteint pas, en moyenne, les $3/5$ de leur valeur théorique. Dans son ensemble, le globe terrestre possède donc une certaine élasticité et l'écorce présente de véritables marées⁽¹⁾.

¹⁾ Dans une note à l'Académie des sciences séance du 9 août 1909, sur les marées de l'écorce et l'élasticité du globe terrestre, j'ai montré qu'à l'équateur, lors des nouvelles ou des pleines lunes équinoxiales, ces marées n'atteignent pas moins de $0^m,50$, tout comme les marées océaniques, abstraction faite de l'amplification de ces dernières causée par l'inertie des eaux et la présence des continents.

Mais la réduction d'amplitude est de 1 fois 1/2 à deux fois plus forte dans le sens du méridien que dans celui du parallèle. Cette différence est-elle due aux conditions locales d'installation de l'appareil? ou à la structure de l'écorce terrestre dans la région de Potsdam? ou bien, comme la chose est possible, est-elle en relation avec la déformation tétraédrique du globe, dont, naturellement, la rigidité serait plus grande dans le sens de l'arête européo-asiatique, voisine de Potsdam, que dans le sens perpendiculaire?

Seules, de nouvelles mesures analogues, effectuées au centre d'autres continents, permettront d'émettre, sur ce point, une opinion autorisée.

Ces remarquables études doivent être poursuivies avec un appareil plus précis encore, grâce auquel on espère pouvoir bientôt mettre en évidence, comme dans les marées océaniques, les oscillations à longue période, et tout d'abord, la plus importante d'entre elles, l'oscillation méridienne lunaire semi-mensuelle, dont, théoriquement, la grandeur, à Potsdam, est à peu près la moitié de celle de l'onde solaire semi-diurne⁽¹⁾.

PRODUCTION DE CHAMPS MAGNÉTIQUES INTENSES AU MOYEN DE BOBINES SANS FER ;

Par M. CH. FABRY.

Les procédés actuellement en usage pour produire des champs magnétiques n'ont pas permis de dépasser une cinquantaine de mille gauss, et encore de pareilles valeurs n'ont-elles été atteintes que dans des volumes très faibles, insuffisants pour certaines expériences. C'est ainsi que le phénomène de Zeeman n'a pas été étudié dans des champs dépassant 36 000.

M. Jean Perrin a appelé l'attention des physiciens⁽²⁾ sur l'intérêt qu'il y aurait à obtenir des champs bien plus intenses, et sur la possibilité d'y arriver au moyen de bobines sans fer refroidies dans l'air liquide pour diminuer leur résistance. « Il est désirable, dit M. Perrin, de créer dès maintenant un mouvement d'opinion dans ce sens,

¹ Voir CH. LALLEMAND, *Note sur les mouvements de la verticale, etc., op. cit.*

⁽²⁾ Société de Physique, séance du 19 avril 1907.

et, si tôt que possible, à titre d'essai, de réaliser 100 000 gauss dans un espace notable. »

Pour hâter la réalisation de ce projet très intéressant, il semble qu'un des meilleurs moyens soit d'en discuter numériquement la possibilité. Je me propose de donner les résultats de cette étude, obtenus, pour la plupart, en utilisant les graphiques que j'ai publiés en 1898 pour le calcul du champ magnétique au centre d'une bobine cylindrique⁽¹⁾.

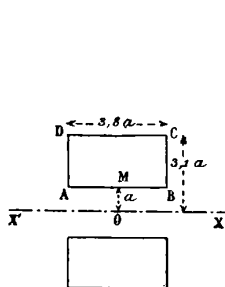


FIG. 1.

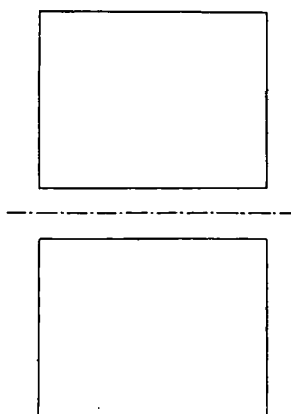


FIG. 2.

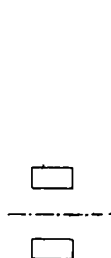


FIG. 3.

On étudiera des bobines de révolution, c'est-à-dire dont les spires sont des cercles ayant même axe XX' (fig. 1). On veut produire le champ magnétique dans la région de l'espace qui entoure un point O de cet axe; il doit donc y avoir, autour de ce point, une région dénuée de fil conducteur, qui s'appellera le creux de la bobine. La forme de celle-ci est définie par sa section méridienne qui, en tournant autour de l'axe, engendre le volume de la bobine. Par exemple, dans le cas de la bobine cylindrique que représente la fig. 1, la section méridienne est le rectangle $ABCD$, et le creux est le cylindre de rayon OM .

Soit \mathcal{H} le champ magnétique au point O , exprimé en gauss ;

(1) Sur le champ magnétique au centre d'une bobine cylindrique et la construction des bobines de galvanomètre (Eclairage électrique, 22 octobre 1898).

Dans le présent article, j'ai un peu modifié les notations et rectifié une erreur de calcul numérique (cas d'une bobine à fil de section variable).

W , la puissance dépensée, exprimée en watts et transformée en chaleur dans la bobine ;

ρ , la résistivité du métal ohms \times centimètres ;

η , le rapport du volume de la bobine au volume réellement occupé par le métal, ou *coefficient de foisonnement* du fil ; il est évident que l'isolant, et probablement aussi les conditions de refroidissement du fil, exigent un certain espace entre les spires métalliques, et que par suite le rapport η est supérieur à 1 ;

a , une longueur, exprimée en centimètres, qui définit l'étendue du creux, et par suite la grosseur de la bobine, lorsque l'on considère des bobines semblables entre elles. Par exemple, dans le cas d'une bobine cylindrique, a sera le rayon du creux cylindrique ; cette longueur étant donnée, on achève de définir la bobine par des paramètres purement numériques. On examinera plus loin le cas de bobines à creux sphérique ; a sera le rayon de cette sphère. En un mot, la longueur a caractérise, dans chaque cas, l'étendue linéaire de la région où le champ magnétique est utilisable, et d'ailleurs sensiblement uniforme.

Ceci posé, des considérations très simples montrent que \mathcal{H} peut s'exprimer par une équation de la forme (1) :

$$(1) \quad \mathcal{H} = K \sqrt{\frac{W}{\rho \eta a}}$$

On peut dire aussi que la puissance nécessaire pour produire le champ \mathcal{H} est :

$$(2) \quad W = \rho \eta a \frac{\mathcal{H}^2}{K^2}$$

La puissance nécessaire pour produire un champ donné croît comme le carré de ce champ, comme l'étendue linéaire du creux, comme la résistivité du fil, comme le coefficient de foisonnement.

Le coefficient K , purement numérique, dépend uniquement de la forme de la bobine ; il est indépendant de sa grosseur et de l'enroulement. On doit choisir les formes de bobines qui donnent les plus

1) On remarquera que, dans cette équation, l'intensité du courant n'intervient pas explicitement, pas plus que la section du conducteur ; au point de vue électrique, la puissance intervient seule ; selon que le fil dont est fait l'enroulement est plus ou moins fin, cette puissance devra être fournie sous tension plus ou moins élevée.

grandes valeurs de ce coefficient. Voici quelques indications à ce sujet.

Bobine cylindrique avec enroulement de section uniforme. — La plus grande valeur de K est obtenue en donnant à la bobine la forme représentée par la *fig. 1*. On a alors $K = 0,179$. La bobine ainsi construite est fort petite : avec un creux de 1 centimètre de rayon, son volume n'est que de 100 centimètres cubes.

On peut s'éloigner énormément de cette forme en perdant fort peu sur la valeur de K . C'est ainsi que les bobines représentées par les *fig. 2* et *3* donnent toutes deux $K = 0,15$. L'une a un volume 18 fois plus grand, l'autre un volume 10 fois plus petit que la bobine 1. Cette grande variation possible de la forme peut être avantageuse : par exemple, dans la bobine à grand volume, la quantité de chaleur dégagée par centimètre cube sera beaucoup plus faible, ce qui, avec une circulation interne de liquide, peut rendre le refroidissement plus facile.

Bobine avec creux cylindrique la plus avantageuse. — En conservant le creux cylindrique de rayon a , on peut, dans l'espoir d'augmenter K , renoncer à la forme rectangulaire de la section méridienne, qui aura seulement un côté rectiligne et parallèle à XX' .

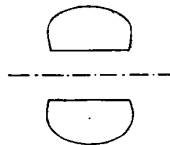


FIG. 4.

Si l'on maintient le fil à section constante, la bobine la plus avantageuse ⁽¹⁾ est celle que représente la *fig. 4*; mais l'avantage obtenu en abandonnant la gorge rectangulaire est insignifiant, car la valeur de K ne dépasse pas 0,18.

Bobine à enroulement non uniforme. — On peut gagner notablement sur la valeur de K en abandonnant l'enroulement uniforme et donnant une section plus faible aux spires voisines du point O .

⁽¹⁾ On connaît la solution, donnée par lord Kelvin, du problème de la bobine donnant le champ maximum. Malheureusement, la condition de laisser un espace vide n'est pas respectée; le champ maximum est produit en un point occupé par l'enroulement, et par suite est inutilisable.

Une bobine cylindrique formée de couches concentriques de sections croissantes donne, dans le cas le plus favorable, $K = 0,22$.

On peut théoriquement aller plus loin, en conservant le creux cylindrique et laissant complètement indéterminée la forme de la gorge. On trouve alors que l'enroulement le plus favorable remplirait tout l'espace extérieur au creux ; la section du fil en un point de la section méridienne de coordonnées polaires r, ω par rapport à l'axe OX serait :

$$s = C \frac{r^2}{\sin \omega}.$$

C étant une constante. Dans ces conditions, on a $K = 0,27$.

Un pareil enroulement n'est évidemment pas réalisable. Il faut d'ailleurs remarquer que, dans ces enroulements à section variable, la chaleur est dégagée surtout dans la partie centrale de la bobine, là où le refroidissement est le plus difficile.

Bobine à creux sphérique. — Le creux cylindrique est commode, parce que le région où le champ magnétique est intense est facilement accessible. Si cela était utile on pourrait cependant, au moins pour certaines expériences, adopter d'autres formes de creux. En faisant la bobine en deux parties, on pourrait réaliser un creux sphérique ; a serait alors le rayon de cette sphère. Le calcul montre que cette grande complication ne procure qu'un avantage insignifiant : l'enroulement le plus avantageux (remplissant tout l'espace extérieur à la sphère) donne seulement $K = 0,29$.

Application numérique. — A la température de l'air liquide, la résistivité du cuivre est environ 6 fois moindre qu'à la température ordinaire ; on admettra :

$$\rho = 0,27 \times 10^{-6}.$$

Il paraît prudent d'admettre que le tiers au moins du volume total doit rester libre pour l'isolement et le refroidissement ; on prendra donc $\eta = 1,5$, et il est probable que cette valeur est un minimum.

Pour la valeur de K, il faut remarquer que les enroulements à section variable ne peuvent pas être réalisés dans les conditions que suppose la théorie : la section du fil ne peut varier que par degrés et non d'une manière continue ; l'enroulement occupe forcément un volume limité. Il sera prudent d'admettre seulement $K = 0,20$.

L'équation (2) donne alors :

$$W = a\mathcal{C}^2 10^{-5}.$$

Pour produire un champ de 100000 gauss dans un cylindre de 1 centimètre de rayon, il faut une puissance de 100 kilowatts.

Une pareille puissance peut être fournie par une usine génératrice modeste, et, d'autre part, la construction de la bobine ne représenterait qu'une dépense insignifiante. Au point de vue purement électrique le projet de M. Perrin est donc très facilement réalisable. En est-il de même au point de vue du refroidissement? La quantité de chaleur dégagée serait de 25 grandes calories par seconde. La chaleur de vaporisation de l'air liquide n'étant que d'une soixantaine de calories, la dépense d'air liquide serait d'environ 0,4 litre par seconde. Il est peu probable que l'on puisse immerger directement la bobine dans l'air liquide, à cause de l'énorme dégagement d'air gazeux qui se produirait dans un très petit volume. On serait probablement amené à immerger la bobine dans un liquide incongelable et isolant et à établir une très active circulation de ce liquide entre le récipient contenant la bobine et un réfrigérant à air liquide. La consommation d'air liquide n'en resterait pas moins de 24 litres par minute.

Cette grosse dépense disparaîtrait naturellement si l'on pouvait opérer à la température ordinaire. Mais alors la puissance nécessaire serait de 600 kilowatts. Cela ne serait pas une difficulté insurmontable, mais il n'est pas certain que l'on arrive à balayer l'énorme quantité de chaleur ainsi dégagée dans un volume très petit : même en immergeant complètement la bobine dans un liquide en mouvement rapide, il n'est pas certain que l'on arrive à empêcher des phénomènes de caléfaction, qui amèneraient immédiatement la fusion du fil. A ce point de vue, le problème devient plus facile à mesure que l'on accroît l'étendue du champ magnétique ; la puissance dépensée croît, il est vrai, comme a ; mais le volume dans lequel la chaleur est dégagée croît comme a^3 .

En résumé, soit que l'on opère à la température ordinaire, soit que l'on utilise le refroidissement par l'air liquide, les conditions électriques du problème sont loin d'être irréalisables. Si l'on veut passer à la réalisation du projet de M. Perrin, c'est la question du refroidissement de la bobine qui doit être étudiée. Les données numériques que je viens d'indiquer fixent avec précision l'énoncé du problème à résoudre.

**SUR UN PROBLÈME RELATIF A L'INDUCTION MAGNÉTIQUE
ET LA COMPENSATION DES COMPAS ⁽¹⁾;**

Par M. Louis DUNOYER.

I

1. Le problème dont il s'agit est le suivant : Soit RB (*fig. 1*) un aimant de moment magnétique M et de longueur $2l$. Son centre O est à une distance b du centre A d'une masse de fer doux sphérique et creuse, de rayon extérieur a , intérieur a' . Sous l'influence du champ créé par l'aimant, dont l'axe magnétique fait avec la ligne OA un angle donné, la sphère s'aimante et exerce sur l'aimant un couple Γ que je me propose de calculer.

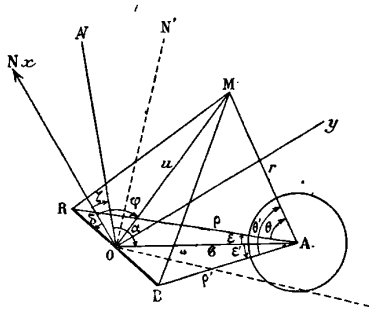


FIG. 1.

Si la sphère et l'aimant sont placés dans un champ magnétique primitivement uniforme ou résultant de la superposition de plusieurs champs uniformes, de nouveaux couples agissent sur l'aimant. En vertu de la loi de superposition, ces couples sont ceux que les divers champs uniformes considérés exerceraient sur l'aimant s'ils agissaient indépendamment, et ceux que la sphère, aimantée par ces divers champs, exercerait sur l'aimant. A tous ces couples s'ajoute géométriquement le couple Γ . On obtiendra l'équation d'équilibre de l'aimant supposé mobile autour de son centre en écrivant que le couple résultant est nul. Dans cette expression, il faudra donner au couple Γ la valeur qui correspond à l'angle que fait son axe magné-

⁽¹⁾ Communication faite à la Société française de Physique ; séance du 5 mars 1909.

tique avec la ligne OA ; cet angle est précisément l'inconnue figurant dans l'équation d'équilibre.

2. Envisagée de ce point de vue la question est évidemment celle de l'équilibre d'une rose de compas placée sur un navire en fer et au voisinage de laquelle sont disposés des correcteurs de fer doux sphériques. Les différentes parties du navire sont toujours (ou doivent être) assez éloignées du compas pour que l'aimantation prise par ces masses de fer sous l'influence magnétisante du compas soit négligeable ; on sait, en effet, que le champ créé par le compas varie en raison inverse du cube de la distance. Le couple Γ est donc produit seulement par l'aimantation que les correcteurs peuvent prendre sous l'influence du compas. Quant aux champs uniformes agissant sur la rose par suite de l'existence du champ terrestre, leur analyse a été indiquée, dans les grandes lignes, par Poisson et par lord Kelvin ; elle a reçu de M. le commandant Guyou d'importants perfectionnements et une forme géométrique aussi aisément maniable qu'élégante. Je ne reviendrai pas sur cette analyse⁽¹⁾, dont j'aurai simplement à utiliser plus loin le résultat.

3. Il peut paraître singulier que la valeur de ce couple d'induction Γ n'ait pas encore été calculée, bien que la connaissance exacte de ce couple ait, dans l'état *actuel* de la question des compas de marine, une importance pratique considérable. En voici la raison. Avant que lord Kelvin eût imaginé la rose si parfaitement adaptée à son objet qui a servi de modèle à la plupart des compas encore en usage dans la plupart des marines, on se servait d'aiguilles longues et fortement aimantées. Elles produisaient une induction appréciable sur les correcteurs ; Archibald Smith et Evans⁽²⁾ s'en sont préoccupés, d'un point de vue purement expérimental, je dirai même empirique, et ne sont arrivés à aucune conclusion générale. L'inconvénient toutefois n'était pas cependant très considérable, parce que les déviations qu'il fallait corriger sur les navires de l'époque étaient relativement faibles (7 à 8° au maximum pour les déviations dues aux fers doux, les seules qui nous occupent actuellement). Il était cependant suffisant pour déterminer lord Kelvin à donner à son

(1) POISSON, *Mémoires de l'Institut*, 1824 ; SIR WILLIAM THOMSON, *Popular Lectures and Adresses*, t. III ; — E. GUYOU, *Description et usage des instruments nautiques*, 1889 ; — *Manuel des instruments nautiques*, 1899. — On peut consulter aussi : MAXWELL, *Traité d'électricité et de magnétisme*, t. II, p. 82 ; — MASCART, *Traité du magnétisme terrestre*.

(2) *Philosophical Transactions*, t. CLI, 1861 ; p. 161.

compas le plus faible moment magnétique compatible avec la sensibilité du pivotage ; les propriétés mécaniques de la rose, dont le poids pouvait alors être réduit à moins de 20 grammes, s'en trouvaient du même coup énormément améliorées au point de vue de la stabilité des indications à la mer. Seulement, depuis quelques années, le développement de la construction en fer est devenu tel que l'on a été conduit à placer des compas dans des endroits où les écrans magnétiques qui les entourent, la cuirasse en particulier, diminuent dans de grandes proportions le champ directeur moyen ; le couple directeur devient alors, pour un compas Thomson et de petits angles, de l'ordre de grandeur du couple de frottement, et les indications du compas perdent toute précision. Il est alors assez naturel de songer pour de tels endroits à l'emploi de compas de grand moment magnétique pour lesquels on diminue le couple de frottement au pivot en soulageant la rose au moyen d'un flotteur entièrement plongé dans un liquide. Ces compas, dits à liquides, sont particulièrement en vogue en Italie et en Allemagne, après avoir été pour la première fois employés en Amérique. L'amortissement considérable produit par le liquide sur les mouvements de la rose donne à ces compas des qualités précieuses pour les cas de très mauvais temps, surtout sur les navires de faible tonnage et, d'une manière générale, sur tous les bâtiments qui vibrent beaucoup, comme les torpilleurs.

Mais en même temps que diminuait le champ directeur moyen dans le poste central ou dans le blockhaus d'un cuirassé, avec le développement donné aux cuirasses, les déviations à corriger augmentaient, atteignant facilement 24° dans le poste central, et davantage dans un blockhaus, d'où la nécessité de mettre les sphères correctrices beaucoup plus près du compas ; quand la rose du compas est douée d'un moment magnétique de 2000 à 5000 unités C.G.S. au lieu de 200 comme une rose Thomson, l'induction qu'elle fait naître dans les correcteurs est alors au moins aussi importante que celle qu'y engendre le champ uniforme dans lequel l'ensemble est plongé, et la connaissance exacte du couple Γ devient indispensable.

4. Diverses recherches ont été faites dans ce sens en Italie et en Allemagne. Leurs auteurs ont tous considéré le problème complet comme inabordable et ont fait des hypothèses simplificatrices difficilement acceptables. M. Meldau⁽¹⁾, par exemple, voit dans l'action ma-

1) *Annalen der Hydrographie*, janvier 1907.

gnétique du compas sur les correcteurs la formation, dans ceux-ci, d'un pôle magnétique dont l'intensité est en raison inverse du carré de la distance de ce pôle au centre de la rose sans que la position de ce pôle soit précisée; rien dans la théorie de l'induction magnétique ne paraît justifier une telle hypothèse, l'action extérieure de la masse induite étant la même que celle que produirait une certaine distribution superficielle de magnétisme; l'expression du couple directeur ainsi obtenue est d'ailleurs inexacte, car il varie en raison inverse de la 5^e puissance de la distance, alors que c'est la 6^e puissance qui doit intervenir. D'autres résultats ont été obtenus en Italie; on en trouvera l'exposé dans l'ouvrage de M. Corbara sur le magnétisme du navire⁽¹⁾; ils se rapportent au cas simple où les correcteurs de fer doux seraient assez petits et assez loin du compas, supposé lui-même réduit à un aimant très court pour que le champ créé par le compas soit uniforme dans tout l'espace occupé par les correcteurs. Cette hypothèse est évidemment très éloignée de la réalité, dans laquelle le diamètre des correcteurs est de l'ordre des deux tiers ou de la moitié de la distance de leurs centres au centre du compas, qui est lui-même pourvu d'aimants dont la longueur est de l'ordre du tiers de cette distance.

5. Prenons donc le cas précisé au paragraphe 1 sans faire d'hypothèses préalables. Soit M (fig. 1), un point de coordonnées polaires u et φ par rapport à l'origine O et à l'axe Ox ; soit Ω le potentiel magnétique au point M d'où dérive le champ produit par la sphère A aimantée sous l'influence de l'aimant RB. Le moment par rapport à O du champ au point M est donc :

$$-\left(\frac{\partial\Omega}{\partial\varphi}\right)_M,$$

et, si l'on place en M une masse magnétique m , le moment par rapport à O de la force qui s'exerce sur cette masse est :

$$-m\left(\frac{\partial\Omega}{\partial\varphi}\right)_M.$$

Le couple directeur de l'aimant RB, considéré dans une position donnée, faisant un angle δ avec Ox , est donc :

$$\Gamma = -\frac{M}{2l}\left[\left(\frac{\partial\Omega}{\partial\varphi}\right)_R - \left(\frac{\partial\Omega}{\partial\varphi}\right)_B\right].$$

(1) *Trattato sul magnetismo della navi in ferro et nelle bussole marine*, 1907, p. 314.

Toute la question revient au calcul de Ω ou plutôt de sa dérivée par rapport à φ . Le moyen de faire ce calcul a été indiqué par Poisson; on le trouvera aussi dans Maxwell (*Traité d'électricité et de magnétisme*, t. II, chap. IV et V). Je rappelle ici seulement le principe de la méthode.

Le potentiel Ω est déterminé par les conditions suivantes :

1° Être partout continu;

2° Être nul à l'infini;

3° Satisfaire en tout point à l'équation de Laplace;

4° Satisfaire, à la surface extérieure et à la surface intérieure du feuillet, à certaines conditions qui expriment la discontinuité de sa dérivée normale. Si l'on appelle Ω^e , Ω^m et Ω^i les fonctions qui représentent Ω à l'extérieur de la sphère, dans la masse du feuillet et dans la cavité sphérique, si, d'autre part, ω est le potentiel d'où dérive le champ créé par l'aimant RB, on doit avoir :

Sur la surface extérieure du feuillet :

$$(1) \left\{ \begin{array}{l} - (1 + 4\pi\kappa) \frac{d\Omega^m}{dr} + \frac{d\Omega^e}{dr} - 4\pi\kappa \frac{d\omega}{dr} = 0, \\ \text{et sur la surface intérieure du feuillet :} \\ (1 + 4\pi\kappa) \frac{d\Omega^m}{dr} - \frac{d\Omega^i}{dr} + 4\pi\kappa \frac{d\omega}{dr} = 0. \end{array} \right.$$

Les dérivées normales sont prises dans le sens du rayon croissant; κ désigne la susceptibilité magnétique de la matière qui constitue le feuillet sphérique.

On a pour ω :

$$\omega = \frac{m}{(r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos \theta)^{\frac{1}{2}}} - \frac{m}{(r^2 + \rho'^2 - 2r\rho' \cos \theta')^{\frac{1}{2}}}$$

ou :

$$\omega = \sum_{n=0}^{\infty} m \left[\frac{P_n(\cos \theta)}{\rho^{n+1}} - \frac{P_n(\cos \theta')}{\rho'^{(n+1)}} \right] r^n,$$

en désignant par P_n le n^{me} polynôme de Legendre. Si nous trouvons aussi pour Ω un développement en fonctions sphériques de l'une ou l'autre des formes :

$$\sum_{n=0}^{\infty} [A_n(\rho) P_n(\cos \theta) - A_n(\rho') P_n(\cos \theta')] r^{-(n+1)}$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} [B_n(\rho) P_n(\cos \theta) - B_n(\rho') P_n(\cos \theta')] r^n,$$

nous serons certains d'avance que Ω satisfera partout à l'équation de Laplace. Aucun terme de la première sorte ne devra figurer dans Ω^i , qui doit être fini par $r = 0$, aucun de la deuxième espèce dans Ω^e qui doit être nul à l'infini. Ω^m pour comprendre des termes des deux espèces (avec des coefficients C_n et D_n , correspondant à A_n et B_n). Sur la surface extérieure du feuillet, on devra avoir :

$$\Omega^m = \Omega^e,$$

puisque Ω est partout continu, et sur la surface intérieure :

$$\Omega^m = \Omega^i.$$

Comme un développement aux polynômes de Legendre ne peut se faire que d'une seule manière, on déduira de ces conditions, en identifiant les termes en P_n , deux équations linéaires entre A_n , B_n , C_n , D_n . Les deux équations (4) fourniront deux autres relations linéaires entre ces coefficients. On les obtient alors sans difficulté. On trouve ainsi, à l'extérieur de la sphère :

$$\Omega = c_1 m a^3 \left[\frac{P_1(\cos \theta')}{r^2} - \frac{P_1(\cos \theta)}{r^2} \right] \frac{1}{r^2} + c_2 m a^3 \left[\frac{P_2(\cos \theta')}{r^3} - \frac{P_2(\cos \theta)}{r^3} \right] \frac{1}{r^3} + \dots$$

en posant :

$$c_n = \frac{1 + \frac{2n+1}{n+1} \frac{1}{4\pi x}}{1 + \frac{(2n+1)^2}{n(n+1)} \left(1 + \frac{1}{4\pi x}\right) \frac{1}{4\pi x} \frac{1}{1 - \left(\frac{a'}{a}\right)^{2n+1}}}$$

6. Il nous faut calculer $\frac{\partial \Omega}{\partial \varphi}$. J'indiquerai simplement la marche du calcul⁽¹⁾. On a :

$$(2) \quad \frac{\partial \Omega}{\partial \varphi} = \frac{\partial \Omega}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial \varphi} + \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} + \frac{\partial \Omega}{\partial \theta'} \frac{\partial \theta'}{\partial \varphi}.$$

Jusqu'à présent, Ox a été considéré comme une direction fixe. Mais plus tard Ox sera la direction du champ terrestre, et ce qui sera fixe sera l'angle α de OA avec une certaine direction prise dans le navire; cette direction sera celle du plan de symétrie longitudinal OA . Introduisons donc dès maintenant l'angle α et l'angle ζ qui sera le cap magnétique du navire; en comptant les angles positivement

(1) Cf. Thèse, ou *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XVII, 1909, p. 40.

dans le sens des aiguilles d'une montre, nous aurons :

$$\begin{aligned} r^2 &= b^2 + u^2 - 3bu \cos(-\varphi + \zeta + \alpha) \\ u^2 &= r^2 + b^2 - 2br \cos(\varepsilon + \theta) = r^2 + b^2 - 2br \cos(\varepsilon' + \theta') \\ \frac{u}{\sin(\varepsilon + \theta)} &= \frac{r}{\sin(\varphi - \zeta - \alpha)} = \frac{u}{\sin(\varepsilon' + \theta')} \end{aligned}$$

De ces relations on tire aisément :

$$\begin{aligned} \frac{\partial r}{\partial \varphi} &= -\frac{bu \sin(-\varphi + \zeta + \alpha)}{r} \\ \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} &= -\frac{r^2 + u^2 - b^2}{2r^2} = \frac{\partial \theta'}{\partial \varphi} \end{aligned}$$

En utilisant enfin la formule :

$$\frac{dP_n(\cos \theta)}{d(\cos \theta)} = (2n - 1) P_{n-1} + (2n - 3) P_{n-3} + \dots,$$

dans laquelle le dernier terme $3P_1$ si n est pair et P_0 si n est impair, on peut sans difficulté écrire $\frac{\partial \Omega}{\partial \varphi}$ d'après la formule (2). On trouve ainsi pour le couple Γ :

$$\Gamma = -\frac{M}{2l} \left\{ \begin{aligned} &\left[\frac{bMa^3}{2} \sin(-\delta + \zeta + \alpha) \right] \left\{ 2c_1 \left(\frac{1}{\rho^6} - \frac{1}{\rho^6} \right) + 3c_2 a^2 \left(\frac{1}{\rho^8} - \frac{1}{\rho^8} \right) + \dots \right. \\ &\quad \left. + (n+1) c_n a^{2(n-1)} \left(\frac{1}{\rho^{2n+1}} - \frac{1}{\rho^{2n+1}} \right) + \dots \right\} \\ &+ \frac{1}{\rho'^2 - \rho^2} \left[\frac{2c_1 P_1(\cos \varepsilon - \varepsilon')}{\rho' \rho^2} + \dots + \frac{(n+1) c_n a^{2(n-1)} P_{n-1}(\cos \varepsilon - \varepsilon')}{\rho^{n+1} \rho'^{n+1}} + \dots \right] \\ &+ \frac{ma^3}{2} \sin(\varepsilon - \varepsilon') \left[2 + (l^2 - b^2) \left(\frac{1}{\rho^2} + \frac{1}{\rho'^2} \right) \right] \left[\frac{c_1 P_0(\cos \varepsilon - \varepsilon')}{\rho^2 \rho'^2} + \dots \right. \\ &\quad \left. + \frac{c_n a^{2(n-1)}}{\rho^{n+1} \rho'^{n+1}} \left[(2n-1) P_{n-1}(\cos \varepsilon - \varepsilon') + (2n-3) P_{n-3}(\cos \varepsilon - \varepsilon') + \dots \right] \right] \end{aligned} \right\}$$

7. Nous allons maintenant déduire de cette expression une représentation de Γ en série ordonnée suivant les puissances croissantes de b . En prenant dans cette série plus ou moins de termes, nous aurons pour Γ une formule aussi approchée que nous le voudrons.

Si l'on pose :

$$\psi = -\delta + \zeta + \alpha,$$

on a :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} - \frac{1}{(b^2 + l^2 - 2bl \cos \psi)^{\frac{1}{2}}} &= \frac{1}{b} \left(1 + P_1 \frac{l}{b} + \dots + P_n \frac{l^n}{b^n} + \dots \right) \\ \frac{1}{\rho'} &= \frac{1}{b^2 + l^2 + 2bl \cos \psi)^{\frac{1}{2}}} = \frac{1}{b} \left[1 - P_1 \frac{l}{b} + \dots + (-1)^n P_n \frac{l^n}{b^n} + \dots \right] \end{aligned}$$

Pour abrégér l'écriture, nous écrivons ici P_n pour $P_n(\cos \psi)$ qu'il ne faut pas confondre, bien entendu, avec $P_n(\cos \overline{\varepsilon - \varepsilon'})$. D'autre part, on a :

$$\cos \overline{\varepsilon - \varepsilon'} = \frac{\rho^2 + \rho'^2 - 4l^2}{2\rho\rho'} = \frac{b^2 - l^2}{\rho\rho'}$$

d'où l'on peut déduire également $\sin(\varepsilon - \varepsilon')$. Enfin l'on sait que $P_n(\cos \overline{\varepsilon - \varepsilon'})$ est un polynôme en $\cos \varepsilon - \varepsilon'$, de degré n , égal à 1 quand $\cos \overline{\varepsilon - \varepsilon'} = 1$.

D'après ces indications, il n'y a aucune difficulté sérieuse à calculer les termes successifs du développement cherché. Si l'on se borne aux deux premiers termes, on obtient :

$$(3) \quad \Gamma = \frac{M^2 a^3}{b^6} \sin \psi \left(P \cos \psi + Q \cos 2\psi \frac{l}{b} \right)$$

en posant

$$P = 2^2 c_1 + 3^2 c_2 \frac{a^2}{b^2} + \dots + (n+1)^2 c_n \frac{a^{2(n-1)}}{b^{2(n-1)}} + \dots$$

$$Q = c_1 + 3c_2 \frac{a^2}{b^2} + \dots + \frac{n(n+1)}{2} c_n \frac{a^{2(n-1)}}{b^{2(n-1)}} + \dots$$

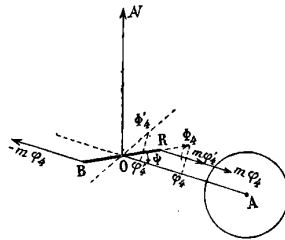


FIG. 2.

8. L'expression (3) est susceptible d'une représentation géométrique simple. Supposons que l'on porte, dans la direction de l'axe magnétique de l'aimant (fig. 2), un vecteur constant Φ_4 défini en grandeur par l'égalité :

$$\Phi_4 = \frac{Ma^3}{b^6} P.$$

Ce vecteur aura, suivant la direction OA qui joint le milieu de l'aimant au centre de la sphère, une composante φ_4 ; on aura :

$$\varphi_4 = \Phi_4 \cos \psi = \frac{Ma^3}{b^6} P \cos \psi.$$

Imaginons que, dans la région occupée par l'aimant, il existe un champ uniforme, défini en grandeur et direction par le vecteur φ_4 ; il produirait sur l'aimant un couple égal à :

$$2m\varphi_4 l \sin \psi$$

ou

$$\frac{M^2 a^3}{b^6} P \sin \psi \cos \psi.$$

C'est précisément le premier terme de l'expression (3).

Le second terme peut être représenté d'une manière analogue, quoique un peu moins simple. Supposons que la direction symétrique de OA par rapport à l'axe magnétique de l'aimant porte un vecteur Φ'_4 tel que :

$$\Phi'_4 = \frac{M a^3}{b^6} Q \frac{l}{b}.$$

Projetons sur la direction OA. Cette projection est :

$$\varphi_4 = \frac{l}{b} M \frac{a^3}{b^6} Q \cos 2\psi.$$

Un champ uniforme équipollent à ce dernier vecteur produira un couple précisément égal au second terme de l'expression (3).

Il est d'ailleurs facile de se rendre compte des grandeurs relatives des vecteurs Φ_4 et Φ'_4 ; le champ qui correspond au second, quand le champ correspondant au premier est nul, n'atteint que quelques centièmes du champ maximum que peut produire le premier, avec les dimensions de globes en usage et leur distance habituelle au compas. Comme le champ qui correspond au premier est de l'ordre de grandeur du champ terrestre avec un compas de moment magnétique $M = 3\,000$ environ, on voit que les effets du terme en $\frac{l}{b}$ sont tout à fait négligeables.

Ils deviennent rigoureusement nuls quand on place deux globes identiques symétriquement par rapport au compas. En effet, $\sin \psi \cos \psi$ ne change pas de signe quand on remplace ψ par $\psi + \pi$, tandis que $\sin \psi \cos 2\psi$ change de signe. Notre conclusion est donc :

Si l'on place symétriquement par rapport au centre d'une aiguille aimantée deux globes de fer doux identiques, le couple Γ qui agit sur l'aiguille pour la rendre parallèle à la ligne des centres est égal à celui que produirait un champ équipollent à la projection sur cette

ligne d'un vecteur constant $\frac{2Ma^3P}{b^6}$ dirigé suivant l'axe magnétique de l'aiguille.

Si l'on considère le rapport $\frac{l}{b}$ de la demi-longueur de l'aiguille à la distance de son centre au centre des globes comme une quantité petite du premier ordre, ce résultat est vrai, aux quantités du second ordre près.

La théorie précédente permet d'ailleurs, évidemment, d'obtenir, si c'était utile, telle approximation que l'on pourrait désirer. Mais, comme on va le voir, l'approximation précédente est largement suffisante pour les besoins de la pratique.

II

VÉRIFICATIONS EXPÉRIMENTALES.

9. *Appareil.* — Pour vérifier expérimentalement la théorie, il faut employer un aimant aussi court que possible et de moment magnétique cependant assez grand pour aimanter notablement les correcteurs, ce dont on s'aperçoit par ce que les déviations que des globes de fer doux placés symétriquement par rapport à l'équipage aimanté atteignent des valeurs beaucoup plus grandes, pour une même distance des globes, qu'avec un équipage aimanté de faible moment magnétique. Un aimant en fer à cheval convient bien dans ce but. Je me suis servi d'un aimant formé de dix lames d'acier appliquées l'une sur l'autre, ayant chacune 1 centimètre de largeur et 1 millimètre d'épaisseur; la distance des bords parallèles extérieurs était de 5^{cm},17. La valeur de $\frac{M}{H}$, qui seule intervient dans l'équation d'équilibre, comme on va le voir plus loin, fut mesurée par la méthode de Gauss et trouvée égale à 3 719 (moyenne de six déterminations) (la valeur de MH mesurée par la méthode des oscillations était 157,7, ce qui donne $H = 0,23$, $M = 767$). L'aimant est suspendu par une aiguille de verre A (*fig.* 3) à un faisceau de fils de soie floche; l'influence de la torsion est négligeable (déviation de 1°,5 quand on fait faire un tour complet au bout supérieur du fil); les extrémités de l'aiguille de verre sont effilées et se déplacent au-dessus d'un cercle C divisé en degrés: pour corriger les défauts de centrage, on prend la moyenne des lec-

tures correspondant aux deux extrémités de l'aiguille. Une lame de mica L, plongeant dans de l'huile de vaseline, amortit les oscillations. La boîte B est fermée à sa partie supérieure par une glace, repose sur un plateau fixe P. La tige qui supporte ce plateau passe au centre d'un billot de bois monté sur plateau à billes et sur lequel est fixée une forte planche de chêne ; le long de cette planche on peut déplacer deux sphères de fonte douce creuses (rayon extérieur 10^{cm}, 8, intérieur 9,7). Chaque position du support à billes est repérée au moyen d'une graduation en degrés tracée sur le plateau supérieur mobile et d'un index fixe collé sur le plateau inférieur. Le zéro de la graduation correspond au moment où la ligne des centres des boules est Est-Ouest.

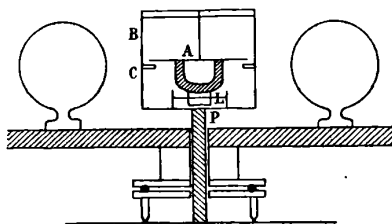


FIG. 3.

Je me suis servi également d'un compas liquide en usage dans la marine française. La rose (de 0^m, 20) contient à l'intérieur du flotteur deux aimants à section rectangulaire (80 millimètres carrés), de 9 centimètres de longueur, les faces parallèles intérieures étant à 4 centimètres l'une de l'autre. J'ai trouvé $\frac{M}{H} = 11\ 600$. Le fait qu'il y a deux aimants parallèles symétriques au lieu d'un seul ne change rien à la théorie précédemment établie, si le cercle circonscrit à ces aimants est suffisamment petit. En effet, le moment magnétique de leur ensemble est indépendant de leur distance et est toujours représenté par le même vecteur passant par le centre ; si le cercle qui leur est circonscrit est assez petit, le champ qu'ils produisent dans l'espace occupé par les correcteurs est le même que celui que produirait un seul aimant obtenu par leur superposition : le champ que produisent en ce point les correcteurs aimantés par l'influence est donc aussi indépendant de la distance mutuelle des aimants ; si leurs pôles sont suffisamment rapprochés du centre, ils seront,

par conséquent, dans un champ total indépendant de leur distance à l'axe, et les déviations seront aussi les mêmes que s'ils n'en formaient qu'un seul. C'est, d'ailleurs, ce que j'ai vérifié directement en employant deux aimants en fer à cheval identiques à celui qui vient d'être décrit et portés par une monture permettant de les écarter parallèlement; par exemple, en plaçant les globes de manière que leurs centres soient à 28^{cm},4 de l'axe de l'appareil et en orientant la ligne de leurs centres à 10° de la ligne Est-Ouest, j'ai obtenu les résultats suivants :

Distance des aimants

(faces int. opposées).	5 ^{mm}	8 ^{mm} ,4	11 ^{mm} ,8	14 ^{mm} ,5	15 ^{mm} ,2	28 ^{mm} ,8	55 ^{mm}
Déviations observées..	7°,9	7°,4	7°,9	8°,1	7°,8	8°,1	7°,8

Il n'en serait plus de même si l'on employait des aiguilles longues (voir par exemple D^r Meldau, *Ann. d. Hydrog.*, janvier 1907).

J'ai enfin expérimenté un petit barreau rectiligne de 2 centimètres de longueur et de 1 millimètre de diamètre, pour lequel $\frac{M}{H}$ était égal à 35 environ. L'aimantation induite par un tel barreau dans les correcteurs est presque rigoureusement négligeable (1).

Dans chaque cas, il peut être intéressant de comparer la courbe des déviations obtenues pendant une rotation de l'ensemble des globes égale à un quadrant, avec la courbe théorique (2). Mais il suffit, comme on le verra plus loin, pour caractériser la puissance compensatrice d'une paire de globes placée dans une position déterminée par rapport au compas, de connaître la déviation maxima que ces globes peuvent lui faire subir dans un champ uniforme. Nous nous bornerons donc ici à indiquer ces déviations maxima.

(1) Le moment magnétique d'une rose Thomson est de 200 C. G. S. environ; l'influence qu'elle exerce sur les correcteurs n'est donc pas négligeable. L'accord que l'on observe entre la pratique et les déviations théoriques calculées sans tenir compte du moment de la rose vient, selon nous, de ce que l'on fait généralement ce calcul, en admettant pour la susceptibilité magnétique de la fonte qui constitue les globes, une valeur trop forte.

(2) Voir Thèse, p. 100, et *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XVII, 1909, p. 64.

TABLEAU I

Distance des centres des globes au centre de l'aimant	Déviations maxima observées	Déviations maxima calculées
--	--------------------------------	--------------------------------

I. *Petit barreau* $\frac{M}{H} = 35$

28°,4	8°,5	7°,8
25,9	10,6	10,1
23,6	13,5	13,5
21,5	17,3	17,6

II. *Aimant en fer à cheval* $\frac{M}{H} = 3719$

28°,4	10°,4	10°
25,9	14,7	14,1
23,6	21,6	21,6
21,5	32,3	32,8

III. *Compas de la marine (Deux aimants parallèles)* $\frac{M}{H} = 11600$

31°,3	9°,4	9°,2
27,8	16,6	16,1
25,6	24,1	24,4

10. *Calcul des déviations théoriques.* — Les déviations calculées que contient aussi le tableau précédent se déduisent de l'équation d'équilibre de l'équipage magnétique, équation que nous allons former.

Pour écrire cette équation, il faut tenir compte à la fois de l'action directe du champ magnétique terrestre, de l'aimantation qu'il produit dans les globes et de l'aimantation prise par ceux-ci sous l'influence de la boussole. En effectuant pour l'induction produite dans les globes par le champ magnétique terrestre une analyse analogue à celle qui a été développée aux paragraphes 5 à 8, on constate que les deux premières actions peuvent être représentées :

1° Par une force

$$\Phi_1 = H \cdot \left(1 + c_1 \frac{a^3}{b^3} \right)$$

parallèle au champ terrestre ;

2° Par une force

$$\Phi_2 = - H \cdot 3c_1 \frac{a^3}{b^3}$$

dirigée suivant la direction symétrique de celle du champ terrestre

par rapport à la perpendiculaire menée par O à la ligne des centres (1).

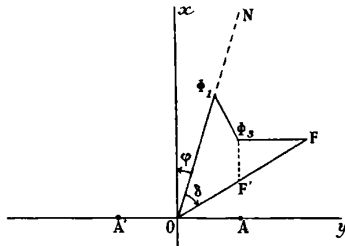


FIG. 4.

Soit donc (fig. 4) $O\Phi_1\Phi_3F$, le polygone des forces agissant sur la boussole, A et A' les centres des globes. La direction d'équilibre de l'équipage aimanté est OF; la force Φ_3F est la projection sur la direction AA' du vecteur F'F ou $2\Phi_4 = 2M \frac{a^3}{b^6} P$ porté suivant OF.

On obtiendra l'équation d'équilibre en écrivant que la projection du contour $O\Phi_1\Phi_3F$ sur la perpendiculaire à OF est nulle. En appelant l'angle du méridien magnétique ON avec la perpendiculaire Ox AA' et δ la déviation, c'est-à-dire l'angle NOF, l'équation d'équilibre sera donc :

$$(1) \quad \Phi_1 \sin \delta + \Phi_3 \sin (\delta - 2\zeta) - 2\Phi_4 \sin (\delta - \zeta) \cos (\delta - \zeta) = 0.$$

Il est facile de résoudre cette équation graphiquement (2) et de comparer les courbes théoriques des déviations aux courbes expérimentales. Si l'on veut avoir les valeurs des déviations maxima δ_m , il suffit d'éliminer ζ entre l'équation (1) et l'équation obtenue en prenant la dérivée des deux membres par rapport à ζ , puis en annulant $\frac{d\delta}{d\zeta}$; on obtient ainsi l'équation :

$$(2) \quad \sqrt{\Phi_4^2 - \Phi_3^2} \sin \delta_m - \Phi_3 \cos \delta_m + \Phi_1 = 0.$$

(1) C'est là un cas particulier de l'élégant théorème de M. le commandant E. Guyou sur l'analyse du champ produit par un navire en un point. L'analyse dont il est question dans le texte ne fait en plus que donner l'expression des forces F_1 et F_3 .

(2) Voir Thèse, p. 118: — *Ann. de Chim. et Phys.*, p. 82.

Si l'on introduit l'angle auxiliaire β défini par la relation :

$$(3) \quad \sin \beta = \frac{\Phi_3}{\Phi_1}$$

on a :

$$(4) \quad \sin (\delta_m - \beta) = \frac{-\Phi_4 \cos \beta}{\sqrt{\Phi_1^2 - \Phi_3^2}}$$

formule qui permet de calculer facilement l'angle δ_m . Remarquons en passant que l'angle β est la déviation maxima que les globes, placés de la même manière, feraient subir à un barreau aimanté très court et de moment magnétique très petit, puisque l'on a :

$$\text{tang } \beta = \frac{\Phi_3}{\sqrt{\Phi_1^2 - \Phi_3^2}}$$

ce qui représente la solution de l'équation (2) quand $\Phi_4 = 0$. On retrouve donc bien ainsi, comme cas particulier, les résultats de la théorie établie sans tenir compte du champ créé par le courant (1).

La formule (4) a permis de calculer les déviations théoriques, inscrites dans la troisième colonne du tableau I. Les écarts entre la théorie et l'observation sont inférieurs aux erreurs expérimentales provenant : 1° de ce que les moyens adoptés ne permettaient pas de lire les déviations avec une précision supérieure à quelques dixièmes de degré ; 2° de ce qu'une erreur très petite sur la mesure de la distance b prend une grande importance à cause de la présence de b^3 au dénominateur de Φ_3 et surtout de b^6 au dénominateur de Φ_4 , ce qui rend aussi nécessaire un centrage précis et peu commode à réaliser avec les globes en usage.

III

CONSÉQUENCES.

11. *Possibilité de la compensation.* — Avant toutes choses, la théorie édifiée précédemment va nous permettre de montrer que la compensation rigoureuse d'un compas de grand moment magnétique est possible. C'est un point qui a été jusqu'à présent admis sans dé-

(1), Voir E. GUYON, *Manuel des instruments nautiques*, 1899, p. 94.

monstration suffisante et qui n'est nullement évident. Avec un compas dont l'influence sur les correcteurs peut être négligée, le principe de la compensation consiste à opposer aux forces déviantes produites par le navire des forces de même nature produites par les correcteurs. Si l'influence du compas sur les correcteurs de fer doux n'est plus négligeable, elle engendre une force à laquelle rien ne correspond dans l'action du navire sur le compas. Il n'est donc pas évident que la compensation restera possible.

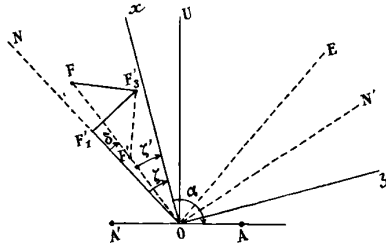


FIG. 5.

Soit donc O le centre du compas (*fig. 5*) placé sur un navire et par conséquent dans le champ qui résulte du champ terrestre et de l'induction qu'il fait naître dans le navire. D'après le théorème de M. E. Guyou, ce champ résulte de deux composantes qui sont orientées, l'une F_1 suivant une certaine direction ON et l'autre F_3 suivant ON' symétrique de ON par rapport au plan de symétrie apparente des fers doux du navire, OU ⁽¹⁾ (la direction ON coïncide avec la direction du méridien magnétique quand le compas est dans l'axe du navire; sinon elle fait généralement avec le méridien un angle constant très petit).

Les centres des globes correcteurs sont en A, A' , et la ligne AA' est perpendiculaire à OU ; soit α l'angle que fait l'axe du navire, Ox , avec AA' . Les deux composantes F_1 et F_3 que le navire, aimanté par l'influence du champ terrestre, produit en O , agissent à leur tour sur les correcteurs et font naître deux autres composantes dirigées elles-mêmes, il est facile de le voir, suivant ON et ON' ⁽²⁾. Il y a donc en

(1) Voir pour la définition et les propriétés de ce plan le *Manuel des instruments nautiques* de M. E. GUYOU (1899).

(2) Voir, pour le détail de cette analyse, le *Manuel des instruments nautiques*, p. 95.

tout deux composantes, F'_1 dirigée suivant ON et F'_3 suivant ON', et le contour des forces qui agissent sur le compas est OF'_1 , F'_3F , F'_3F étant parallèle à AA' ; la déviation δ sera donnée par l'équation (4), après qu'on y aura remplacé ζ par $\zeta + \alpha - \frac{\pi}{2}$, Φ_1 et Φ_2 par P'_1 et F'_3 , c'est-à-dire par l'équation :

$$F'_1 \sin \delta + F'_3 \sin (\delta - 2\zeta - 2\alpha + \pi) - 2\Phi_4 \sin \left(\delta - \zeta - \alpha + \frac{\pi}{2} \right) \cos \left(\delta - \zeta - \alpha + \frac{\pi}{2} \right) = 0.$$

Pour que la déviation δ soit nulle, il faut et il suffit que l'on ait :

$$F'_3 \sin 2(\zeta + \alpha) - 2\Phi_4 \sin (\zeta + \alpha) \cos (\zeta + \alpha) = 0,$$

ou bien

$$(5) \quad F'_3 - \Phi_4 = 0.$$

Cette condition ne contient plus l'angle ζ ; si donc la déviation est annulée à un cap quelconque (autre que les caps $-\alpha$ et $\pi - \alpha$ qui correspondent aux moments où le plan OU contient ON et ON', c'est-à-dire pratiquement est orienté Est-Ouest ou Nord-Sud), elle sera nulle à tous les caps, c'est-à-dire que la compensation sera effectuée. Nous ne tenons pas compte naturellement, en ce qui précède, de l'aimantation permanente du navire, qui ne donne lieu, avec le compas de grand moment magnétique à aucun cas nouveau.

12. *Puissance compensatrice d'une paire de globes.* — Pour effectuer la compensation, le procédé le plus pratique est de déterminer la déviation maxima, due aux fers doux, qu'il faut annuler, les correcteurs étant enlevés. Soit δ_m cette déviation, elle est atteinte bien évidemment lorsque le triangle OF_1F_3 est rectangle en F_3 et l'on aura :

$$\sin \delta'_m = \frac{F_3}{F_1}.$$

Le problème consiste à trouver, connaissant expérimentalement δ'_m , le rayon a que doivent avoir les globes et la distance b de leur centre au centre du compas, de manière que la relation (5) soit satisfaite.

Or on a (voir E. Guyou, *loc. cit.*), une fois les correcteurs en place,

$$(6) \quad \begin{cases} F'_1 = \left(1 + c_1 \frac{a^3}{b^3} \right) F_1 - 3c_1 \frac{a^3}{b^3} F_3 \\ F'_3 = \left(1 + c_1 \frac{a^3}{b^3} \right) F_3 - 3c_1 \frac{a^3}{b^3} F_1 \end{cases}$$

Si la relation (5) est satisfaite, on aura donc :

$$(7) \quad \begin{aligned} \Phi_4 &= \left(1 + c_1 \frac{a^3}{b^3}\right) F_3 - 3c_1 \frac{a^3}{b^3} F_1 \\ \frac{\Phi_4}{F_1} &= \left(1 + c_1 \frac{a^3}{b^3}\right) \sin \delta'_m - 3c_1 \frac{a^3}{b^3}. \end{aligned}$$

Cette relation permettrait de calculer, pour un diamètre donné des correcteurs et une valeur donnée du champ F_4 , la distance b à laquelle il faut les mettre. Elle montre que si b diminue, δ'_m augmente constamment et par suite que, à une valeur donnée de δ'_m , ne correspond qu'une seule valeur de b . Toutefois nous allons la remplacer par une autre formule plus commode pour le calcul.

Supposons que le compas soit placé, avec ses correcteurs, dans un champ uniforme égal à F_4 , il subira une dérivation maxima δ_m donnée par l'équation :

$$(8) \quad \sqrt{\Phi_4'^2 - \Phi_3'^2} \sin \delta_m - \Phi_3' \cos \delta_m + \Phi_4 = 0,$$

avec les relations

$$\begin{aligned} \Phi_4' &= F_1 \left(1 + c_1 \frac{a^3}{b^3}\right) \\ \Phi_3' &= -F_1 3c_1 \frac{a^3}{b^3}. \end{aligned}$$

En tenant compte de l'équation (7), l'équation (8) s'écrit :

$$\begin{aligned} \sqrt{\left(1 + c_1 \frac{a^3}{b^3}\right)^2 - \left(3c_1 \frac{a^3}{b^3}\right)^2} \sin \delta_m + 3c_1 \frac{a^3}{b^3} \cos \delta_m \\ + \left(1 + c_1 \frac{a^3}{b^3}\right) \sin \delta'_m - 3c_1 \frac{a^3}{b^3} = 0. \end{aligned}$$

Introduisons maintenant la déviation β que les mêmes correcteurs feraient subir au compas, si son moment magnétique était négligeable ; on a :

$$(8') \quad \sin \beta = \frac{\Phi_3'}{\Phi_4'} = \frac{-3c_1 \frac{a^3}{b^3}}{1 + c_1 \frac{a^3}{b^3}}$$

et par suite :

$$\cos \beta \sin \delta_m - \sin \beta \cos \delta_m + \sin \delta'_m + \sin \beta = 0$$

ou

$$(9) \quad \sin \delta'_m = -2 \sin \frac{\delta_m}{2} \cos \left(\frac{\delta_m}{2} - \beta\right)$$

C'est de cette formule que l'on se servira pour construire des tables, ce qu'on pourra faire soit expérimentalement, soit théoriquement, comme on va le voir.

13. *Construction d'une table de correction.* — 1° Expérimentalement : On place au milieu de l'intervalle des correcteurs une aiguille suspendue de moment magnétique très petit, et l'on détermine les déviations maxima β pour différentes distances des correcteurs. On recommence l'expérience dans un *champ déterminé* H avec le compas de moment magnétique M , ce qui permet de déterminer les différentes valeurs de δ_m correspondant à celles de β . La formule (9) permettra de calculer δ'_m .

Mais cette valeur de δ'_m est essentiellement relative au champ H , dans lequel la mesure de δ_m a été faite. Si, au point du navire où l'on veut mettre le compas, la valeur de F_1 est λH_1 , en désignant par H_1 le champ terrestre (différent de H , si la latitude magnétique du navire diffère de la latitude sous laquelle les expériences ont été faites), la puissance compensatrice ne sera plus δ'_m , mais aura une valeur $\delta'_{m,1}$ donnée par la relation :

$$\sin \delta'_{m,1} = -2 \sin \frac{\delta_{m,1}}{2} \cos \left(\frac{\delta_{m,1}}{2} - \beta \right)$$

$\delta_{m,1}$ étant la déviation maxima subie par le compas placé, avec ses correcteurs, dans le champ uniforme λH_1 . En vertu de la formule (4), on aura :

$$(10) \quad \frac{\sin (\delta_{m,1} - \beta)}{\sin (\delta_m - \beta)} = \frac{\sqrt{H^2 \left(1 + c_1 \frac{a^3}{b^3}\right)^2 - H^2 \left(3c_1 \frac{a^3}{b^3}\right)^2}}{\sqrt{\lambda^2 H_1^2 \left(1 + c_1 \frac{a^3}{b^3}\right)^2 - \lambda^2 H_1^2 \left(3c_1 \frac{a^3}{b^3}\right)^2}} = \frac{H}{\lambda H_1}.$$

Les expériences effectuées en un lieu déterminé permettront donc de construire, au moyen des formules (9) et (10), une table à double entrée donnant les puissances compensatrices en fonction du produit λH . Le plus souvent, du reste, on connaîtra séparément la valeur de λ relative à l'endroit du navire où sera placé le compas et la valeur de H , donnée par les cartes magnétiques. Il y aura une table pour chaque diamètre des correcteurs.

2° Théoriquement : En se donnant a , M et H , puis différentes valeurs de b , on calculera β par la formule (3) et δ_m par la formule (4), en y remplaçant Φ_1 , Φ_3 , Φ_4 par leurs expressions en fonction de a , b , M et H . La formule (9) donnera alors les valeurs de δ'_m corres-

pendant à la valeur considérée de H . La formule (10) permettra de passer de cette valeur de H aux autres valeurs du produit λH susceptibles d'être rencontrées.

Dans ces calculs, il faudra prendre pour M la valeur moyenne du moment magnétique des compas du type considéré et admettre pour la susceptibilité magnétique α des correcteurs qui intervient dans la valeur de c_1 et de P , une susceptibilité moyenne. A ce point de vue, la première méthode semble sujette à moins d'erreurs ; il suffira de faire la série des déterminations de β et de δ_m pour un certain nombre de compas du même type associés avec un certain nombre de correcteurs de même diamètre.

14. *Changement de la puissance compensatrice avec la latitude. Tables.* — L'examen de la table que l'on vient de voir comment construire, ou, plus simplement, un calcul déduit de la théorie précédente et indiqué ailleurs ⁽¹⁾, permettent de voir que la puissance compensatrice d'une paire de globes placés à une distance donnée du compas varie en même temps que la composante horizontale du champ terrestre. Cela est bien évident, d'ailleurs, puisque dans l'équation (5), qui exprime que la compensation est effectuée, le terme F'_3 varie proportionnellement à H , tandis que le terme Φ_4 reste constant ; si H diminue, il faut que Φ_4 diminue aussi pour que la compensation subsiste ; il faudra donc éloigner les globes quand la latitude magnétique augmentera et les rapprocher en même temps que l'on s'approchera de l'équateur magnétique. Cette conclusion, d'ailleurs, subsiste évidemment d'une manière qualitative pour tout système de correcteurs de fer doux placés symétriquement de part et d'autre du compas.

Il est intéressant à ce point de vue de consulter la table de compensation construite pour le compas italien Magnachi. On verra que la position des anneaux de fer doux permettant de corriger à Portsmouth une déviation quadrantale de $15^{\circ},5$ ne permettra plus à Aden que de corriger 9° de déviation ⁽²⁾. Le calcul cité indique de même

(1) Voir Thèse, p. 139 ; — *Ann. de Chim. et Phys.*, t. XVII ; 1909, p. 10.

(2) Cette table montre aussi qu'entre les latitudes magnétiques correspondant au nord de la Baltique et à l'océan Glacial Antarctique, les déviations maxima dues aux fer doux qu'elle permet de corriger varient entre $8^{\circ},5$ et $18^{\circ},5$, en admettant pour la valeur de la force directrice moyenne $\lambda = 0,7$, ce qui correspond à peu près à ce que l'on trouve dans un poste central. Ces limites sont beaucoup trop étroites pour cet emplacement où l'on rencontre facilement 23 à 24° de déviation des fers doux.

que, si un compas de moment magnétique 2 300 C. G. S. est compensé pour 23° de déviation quadrantale à Brest, ses indications comporteront une erreur pouvant atteindre 12° à Port-Saïd.

La nécessité de déplacer les correcteurs pour compenser les changements de latitude magnétique est un inconvénient d'autant plus grand que le moment magnétique du compas est plus grand et que l'on fait jouer un rôle plus important dans la compensation des fers doux au vecteur Φ_4 , qui représente l'effet de l'induction des correcteurs sous l'influence de la rose. En effet, pour un diamètre déterminé des correcteurs et une déviation par les fers doux donnée, plus le moment magnétique sera grand, plus les correcteurs devront être placés loin ; la quantité F'_3 , variable en théorie avec la distance des correcteurs, deviendra pratiquement égale à la force F_3 produite par le navire seul ; si H varie, il faudra donc, en changeant b , faire varier Φ_4 proportionnellement à H ; au contraire, plus le moment magnétique du compas sera faible, plus l'importance relative du vecteur Φ_4 sera faible aussi, et plus on s'approchera du cas limite d'un compas de moment magnétique négligeable avec lequel la compensation, une fois faite, serait valable pour toutes les latitudes, à cause de la proportionnalité à H des vecteurs F'_1 et F'_3 . Les équations écrites plus haut permettraient facilement de préciser ces considérations, que l'on peut considérer comme intuitives. C'est l'une des raisons pour lesquelles lord Kelvin a trouvé avantageux de donner à sa rose un faible moment magnétique ; la compensation des fers doux effectuée en un lieu demeure pratiquement correcte pour toutes les latitudes (aux changements près qui peuvent survenir dans les fers doux eux-mêmes).

Il paraît inutile d'insister sur l'inconfort et même le danger qu'il y a à déplacer fréquemment les correcteurs de fer doux. Comme leur puissance compensatrice varie rapidement avec leur distance au compas, quelle que soit leur forme, une petite erreur sur la mesure du déplacement produira une erreur grave sur les indications de la boussole. Une semblable erreur peut se produire également lorsque le moment magnétique du compas est faible et que les correcteurs doivent rester toujours dans la même position ; mais il sera aisé de la découvrir dans les premières sorties du navire. Dans l'autre cas, au contraire, on pourra se trouver dans la nécessité absolue de modifier la place des correcteurs au cours d'une navigation dans la brume et sans moyen pratique de contrôle.

15. *Autre méthode pour placer les correcteurs et rectifier la compensation.* — L'usage des tables dont il vient d'être question suppose que l'on connaît l'intensité de la composante horizontale du champ magnétique terrestre. Il n'est peut-être pas sans intérêt de montrer comment l'on peut se passer de ce renseignement, si l'on dispose d'un moyen permettant de mesurer les grandeurs $F'_3 \Phi_4$. Nous verrons ci-après que le déflecteur fournit théoriquement ce moyen, de sorte que nous serons ainsi conduits à une règle de compensation des compas de grand moment magnétique à l'aide du déflecteur.

Si l'on pose :

$$\frac{1}{b^3} = x,$$

on peut écrire, d'après la seconde des formules (6) :

$$F'_3 = \lambda H [\sin \delta'_m + c_1 a^3 (\sin \delta'_m - 3) x].$$

Pour un endroit déterminé du navire, λ et δ'_m sont des quantités constantes ; a et c_1 sont aussi des constantes pour un système donné de globes correcteurs ; en un lieu donné du globe, si l'on porte en abscisses les valeurs de x et en ordonnées celles de F'_3 , le lieu obtenu est une droite EF (*fig. 5*). Il est facile de la tracer dès que l'on connaît δ'_m et λH . Quand on se déplace à la surface de la terre, les ordonnées de cette droite varient proportionnellement à H .

On a d'autre part :

$$\Phi_4 = M \frac{a^3}{b^6} P = M a^3 P \cdot x^2.$$

Le lieu du point ayant pour coordonnées x et Φ_4 est une parabole fixe de sommet D⁽¹⁾ (*fig. 6*).

Supposons donc que l'on ait déterminé expérimentalement une fois pour toutes la constante δ'_m ; en un certain lieu, on mesure les valeurs de F'_3 et de Φ_4 en unités arbitraires, ainsi que la valeur actuelle de b (d'où résulte la valeur de x). Prenons sur la *fig. 6* OA = x et soit C le point de la parabole D ayant pour abscisse x . La mesure trouvée pour Φ_4 en unités arbitraires doit être proportionnelle à AC, soit :

$$AC = k\Phi_4.$$

Prenons :

$$AB = kF'_3$$

(1) En négligeant la faible variation de P avec b , dans l'intervalle des valeurs que peut prendre b pratiquement.

et joignons BF ; cette droite est le lieu des points ayant pour coordonnées x et kF'_3 , au lieu où l'observation est faite ; elle coupe la parabole D au point G, pour lequel on a :

$$F'_3 = \Phi_4.$$

L'abscisse du point G donne donc la distance à laquelle il faut mettre les correcteurs.

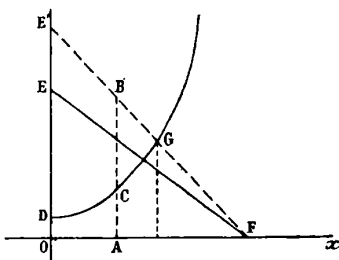


FIG. 6.

Notons que l'expérience qui a donné les valeurs relatives de F'_3 et Φ_4 nous permet ainsi de connaître l'ordonnée OE' et par suite la valeur de λH au lieu d'observation. Il y a donc là une méthode, au moins théorique, permettant de mesurer, au cours d'une navigation, les différentes valeurs de H en fonction de la valeur de H prise au lieu pour lequel la droite EF a été construite. Avec un compas de faible moment magnétique on ne pourrait obtenir un résultat que par la mesure absolue de la force directrice, parce que toutes les forces qui agissent sur lui sont proportionnelles à H ; avec un compas de grand moment magnétique, au contraire, l'une d'elles Φ_4 est indépendante de H .

Nous allons voir comment les valeurs relatives de F'_3 et Φ_4 peuvent être obtenues au moyen du déflecteur.

16. *Emploi du déflecteur.* — Avec un compas liquide, ayant une grande force directrice et un amortissement considérable, il est clair que le maniement du déflecteur présentera des facilités qu'il n'a pas avec un compas à rose sèche.

Tout d'abord, il est bien évident que si les correcteurs de fer doux sont enlevés, l'emploi du déflecteur sera le même qu'avec un compas Thomson ; c'est-à-dire que si son échelle a été préalablement graduée pour un certain angle de position α et une déflexion de 90° , les ou-

vertures correspondant aux caps cardinaux du compas permettront de mesurer, en valeur relative, les forces F_1 , F_2 et F_3 , et par suite la déviation maxima due aux fers doux à compenser; les tables de compensation dont il a été question plus haut permettront alors de placer les correcteurs de fer doux.

Les objections à l'emploi du déflecteur, spéciales aux compas de grand moment magnétique, ne peuvent se présenter qu'une fois ses correcteurs placés au voisinage du compas, car la déflection même fait varier l'action exercée par les correcteurs sur la rose, et vient fausser, par conséquent, la mesure de la force directrice. Nous allons voir cependant que cet emploi est possible dans des conditions convenables.

Remarquons qu'une fois la compensation effectuée, la force directrice sera la même à tous les caps, comme avec un compas de moment magnétique négligeable. En effet, la force directrice correspondant au cap ζ est représentée par le vecteur OF (*fig. 5*), et si OF est dirigé suivant ON , on a :

$$OF = F'_1 + F'_3 \cos 2 \left(\zeta + \alpha - \frac{\pi}{2} \right) + 2\Phi_4 \cos^2 \left(\zeta + \alpha - \pi \right)$$

ou

$$OF = F'_1 + F'_3 = \left(1 - 2c_4 \frac{a^3}{b^3} \right) (F_1 + F_3).$$

Elle est donc indépendante du cap.

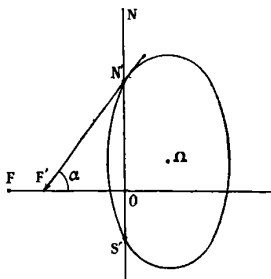


FIG. 7.

Supposons maintenant les fers doux symétriques et les correcteurs de fer doux sur leurs potences. La courbe décrite, dans le navire, par l'extrémité du vecteur ayant pour origine le centre O (*fig. 7*) du compas et pour grandeur et direction celles du champ magnétique, est un dygogramme, qui serait un cercle de centre O si

la compensation était effectuée, qui serait une ellipse si la réaction du compas sur les correcteurs était négligeable et la compensation non effectuée ; si l'action de la rose sur les correcteurs n'est pas négligeable, le dygogramme n'est plus une ellipse, mais il a toujours pour centre l'extrémité Ω du vecteur $O\Omega$ qui représente le champ dû à l'aimantation permanente, et possède deux axes de symétrie parallèles aux axes du navire. Il faut, d'ailleurs, remarquer que les points N' et S' où cette courbe coupe l'axe longitudinal sont les mêmes que si le moment magnétique du compas était négligeable, car, lorsque le compas est perpendiculaire à la ligne des centres des correcteurs, nous avons vu que la force qu'ils exercent sur lui par réaction magnétique est nulle. Produisons maintenant avec le défecteur, le navire étant au *Nord du compas*, une déflexion de 90° avec un angle de position α ; le contour des forces agissant sur le compas dévié sera $ON'F'F'$, le vecteur $N'F'$ représentant la force produite par le défecteur et $F'F'$ celle que produisent les correcteurs par induction. Si le compas avait un moment magnétique nul, le contour des forces agissantes serait simplement $ON'F'$ et la déflexion serait encore de 90° pour la même ouverture du défecteur. Ainsi donc, en ouvrant le défecteur à la moyenne des ouvertures observées cap au Nord et au Sud du compas, puis plaçant des aimants longitudinaux de manière à produire, avec cette ouverture, une déflexion de 90° cap au Nord du compas, on amènera le point Ω sur l'axe transversal. En observant de même à l'Est et à l'Ouest du compas et en plaçant des aimants transversaux, on amènera ensuite le point Ω au point O . Pour la correction de l'aimantation permanente, l'emploi du défecteur est donc le même que pour le compas Thomson.

Lorsque le navire est cap au Nord du compas, les deux forces F'_1 et F'_3 sont alors dans le prolongement l'une de l'autre, comme l'indique la *fig. 8* ; soit $F'_{N'}$, la force produite par le défecteur à ce cap, sous une ouverture égale à la moyenne des ouvertures d'abord observées au Nord et au Sud du compas ; on a, en appelant α l'angle de position,

$$F'_{N'} = \frac{F'_1 + F'_3}{\sin \alpha}.$$

Venons maintenant à l'Est du compas.

La force directrice OE' (*fig. 9*) est la somme $F'_1 - F'_3 + 2\Phi_4$; mais, quand la rose est déviée de 90° , la réaction des correcteurs disparaît

et le contour des forces agissant sur la rose est $OE'F'E'$, en supposant que $OE'' = F'_4 - F'_3$. On a donc :

$$F'_{E'} = \frac{F'_4 - F'_3}{\sin \alpha}$$

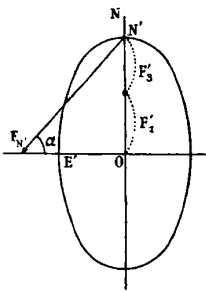


FIG. 8.

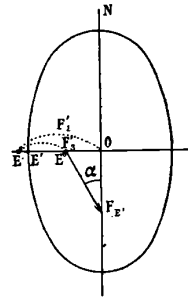


FIG. 9.

On peut ainsi calculer les valeurs relatives des forces F'_4 et F'_3 comme avec le compas Thomson.

Pour que la compensation soit effectuée, il faut que F'_3 soit égal à Φ_4 : on pourrait croire de prime abord qu'il suffit de déplacer les correcteurs de manière qu'ils produisent un vecteur Φ_4 égal au vecteur F'_3 que l'on vient de calculer ; mais le but ne serait pas atteint, car en même temps le vecteur F'_3 changerait. Toutefois la méthode indiquée dans le paragraphe précédent sera applicable, si l'on peut mesurer la valeur actuelle de Φ_4 avec les mêmes unités arbitraires que F'_4 et F'_3 .

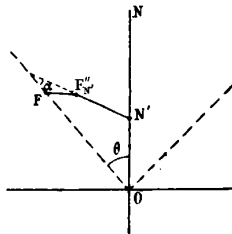


FIG. 10.

Or, supposons que le navire soit au Nord du compas et que nous produisions avec le déflecteur une certaine déflexion θ moindre que $\frac{\pi}{2}$ (fig. 10) sous l'angle de position α , toujours le même. Le contour

des forces agissant sur la rose déviée sera $ON'F''_N, F$, la longueur $N'F''_N$, représentant la force F''_N , produite par le déflecteur et le segment $F''_N F$ représentant l'action des correcteurs influencés par la rose déviée. En projetant sur la direction perpendiculaire à OF , nous aurons :

$$(F'_1 + F'_3) \sin \theta - F''_N \sin \alpha - 2\Phi_4 \sin \theta \cos \theta = 0.$$

Des trois équations ci-dessus l'on tire, en supposant par exemple que la déflexion θ soit de 45° .

$$F'_1 = \frac{(F'_N + F'_E) \sin \alpha}{2},$$

$$F'_3 = \frac{(F'_N - F'_E) \sin \alpha}{2},$$

$$\Phi_4 = \left(F'_N \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} - F''_N \right) \sin \alpha.$$

En remplaçant dans ces formules F'_N , F'_E et F''_N par les ouvertures du déflecteur (en tenant compte, s'il y a lieu de la non-proportionnalité de la force produite par le déflecteur à son ouverture), on aura ainsi une mesure en valeur relative de F'_1 , F'_3 et Φ_4 .

17. *Conclusion.* — De l'étude qui précède on peut dégager les conclusions suivantes.

1° Si dans les compas de grand moment magnétique les aimants sont assez courts, leur disposition et leur nombre n'ont aucune importance pour la compensation. Seul le moment magnétique du système importe ;

2° Pour deux correcteurs de fer doux sphériques, l'induction par la rose fait apparaître une réaction des correcteurs qui peut être représentée par une force, équipollente à la projection sur la ligne de leurs centres d'un vecteur $2\Phi_4$ égal à $2M \frac{\alpha^3}{b^6} P$ porté suivant l'axe magnétique du compas ($M \frac{\alpha^3}{b^6} P$ pour chaque correcteur) ;

3° On peut déduire de là que la compensation rigoureuse d'un compas de grand moment magnétique est possible. La compensation d'un compas de moment magnétique négligeable consiste à annuler la force qui résulte de l'induction produite par le champ terrestre dans le navire et par celui-ci dans les correcteurs de fer doux (F'_3 avec les notations de M. le commandant Guyou). La compensa-

tion d'un compas de grand moment magnétique consiste à égaler la grandeur de F'_3 à celle de Φ_4 ;

4° Pour que cette compensation puisse être commodément exécutée, il est pratiquement nécessaire de construire des tables donnant la puissance compensatrice des correcteurs en fonction de leur distance au compas ;

5° Et aussi de l'intensité moyenne du champ magnétique au lieu où se trouve le compas, quantité qui varie avec la latitude et dépend de l'emplacement du compas. C'est là un grave inconvénient des compas de grand moment magnétique, car on est obligé de modifier fréquemment la place des correcteurs de fer doux.

Cet inconvénient doit suffire, selon nous, à empêcher les compas de grand moment magnétique d'être jamais de bons compas étalons dès qu'il y aura des fers doux à compenser par des correcteurs placés *près* du compas (des correcteurs plus gros, mais plus loin du compas qu'à l'ordinaire, seraient à ce point de vue avantageux);

6° La compensation de l'aimantation permanente au moyen du déflecteur peut être faite comme avec le compas Thomson, à condition de faire subir à la rose, à partir des caps cardinaux apparents, des déflexions de 90°. Le déflecteur permet aussi de mesurer en valeur relative les forces F'_3 et Φ_4 , et par suite d'effectuer la compensation au moyen d'une construction graphique simple. L'avantage de ce procédé sur l'emploi des tables est qu'il ne nécessite pas la connaissance du produit λH , mais permet au contraire de le mesurer en fonction de sa valeur pour un certain lieu du globe. Cela peut constituer une méthode utile pour l'exploration à la surface des mers du champ magnétique terrestre.

Ajoutons enfin que dans certains cas (blockhaus, girations rapides), le liquide dans lequel baigne la rose peut lui faire subir un entraînement très appréciable ; cet entraînement est d'autant plus grand et le retour à l'équilibre est d'autant plus lent que la force directrice est plus faible⁽¹⁾.

(1) Voir Thèse; — *Annales de Chim. et Phys.*, t. XVII, p. 5; 1909.

SUR LES PROPRIÉTÉS MAGNÉTIQUES DU CUIVRE ET DE QUELQUES SELS DE CUIVRE
A L'ÉTAT SOLIDE OU A L'ÉTAT DISSOUS;

Par M. C. CHÉNEVEAU.

La détermination des propriétés magnétiques des corps prend aujourd'hui de plus en plus d'importance. Les conceptions théoriques permettent de se faire une idée de ce que peuvent être les corps ferro-magnétiques, paramagnétiques ou diamagnétiques, en admettant que le diamagnétisme est une propriété fondamentale de la matière⁽¹⁾. Mais on peut dire que, pour vérifier ces théories, les faits sont assez peu nombreux; les résultats expérimentaux sont souvent contradictoires ou insuffisants.

Les recherches systématiques récentes de M. Urbain⁽²⁾ sur les oxydes de terres rares, et de M. Pascal⁽³⁾ sur un grand nombre de sels métalliques simples ou complexes ou sur des corps organiques, montrent tout le parti qu'on peut tirer de la connaissance de la susceptibilité magnétique (χ) ou du coefficient d'aimantation spécifique (K) $\left(K = \frac{\chi}{D}; D, \text{densité du corps}\right)$.

Dans ce travail, j'ai eu surtout pour but de fixer, dans l'échelle exacte des susceptibilités, celles de quelques corps assez purs pour que leurs propriétés magnétiques soient bien caractérisées. Les mesures ont été faites avec l'appareil de P. Curie et C. Chéneveau dont le principe a été donné dans le *Journal de Physique*⁽⁴⁾ et dont un perfectionnement plus récent a été décrit dans un autre recueil⁽⁵⁾.

Je donne ci-dessous les principaux résultats obtenus avec le cuivre et quelques-uns de ses composés⁽⁶⁾.

Le cuivre pur est diamagnétique; son coefficient d'aimantation

(1) LANGEVIN, C. R., t. CXXXIX, p. 1204; 1905.

(2) C. R., t. CXLVI, p. 406, 922; 1908; — t. CXLVII, p. 1286; 1908; — t. CXLVIII, p. 37; 1909.

(3) J. de Phys., t. VII, 4^e série, p. 921; décembre 1908.

(4) T. II, 4^e série, p. 796; 1903.

(5) CURIE, Œuvres, p. 602; 1908.

(6) Les résultats sont corrigés du magnétisme de l'air; on a admis que le coefficient d'aimantation spécifique de l'eau est égal à $-0,79 \cdot 10^6$ (P. Curie).

spécifique est voisin de :

$$K = - 0,090 \cdot 10^{-6}$$

à $\pm 20/0$ près ⁽¹⁾.

Mais, pour le constater, il ne suffit pas de prendre du cuivre électrolytique commercial. Lorsque le cuivre pur a été manipulé, il est toujours magnétique à l'appareil ; *a fortiori*, lorsqu'il a été travaillé. Ce n'est qu'après quelques lavages dans un mélange d'acide sulfurique, d'acide nitrique et d'eau que l'on enlève la couche magnétique superficielle ; à n'en pas douter, c'est elle qui contient les impuretés ferrugineuses. Si, malgré ce traitement, le cuivre paraît magnétique ou moins diamagnétique qu'il doit l'être, c'est qu'il reste à l'intérieur du métal des traces de métal magnétique comme le nickel.

Ces résultats indiquent la difficulté d'avoir des métaux assez purs pour se servir de leurs susceptibilités comme repères certains dans l'échelle des susceptibilités magnétiques.

Le nombre que je donne ci-dessus pour la constante du cuivre se rapporte à une moyenne de déterminations faites sur des échantillons de cuivre électrolytique pur de la Compagnie française des métaux et de la Société Elmore ; ces échantillons m'ont été confiés par M. Hollard et par M. Grassot que je tiens à remercier ici. M. Grassot, par un traitement approprié, a réussi à préparer du fil de cuivre couvert de soie rigoureusement diamagnétique pour la construction de son fluxmètre ⁽²⁾. D'après ses recherches, on peut estimer qu'il est possible de déceler dans du cuivre une quantité de fer, agissant comme impureté, dont l'ordre de grandeur est le milliardième du poids du cuivre.

J'ai pensé qu'une telle sensibilité pourrait être utilisée pour suivre la pénétration d'un métal dans un autre métal (expériences de Spring), surtout si l'un est diamagnétique et l'autre magnétique ; quelques essais préliminaires n'ont pas donné des résultats suffisamment nets.

Fait connu, bien que le cuivre soit diamagnétique, l'oxyde de

⁽¹⁾ Comme termes de comparaison, voici les constantes de deux autres métaux purs :

Argent.....	$K \cdot 10^6 = - 0,49 \text{ à } 0,20$
Zinc.....	$- 0,10 \text{ à } 0,11$

⁽²⁾ *J. de Phys.*, t. III, 4^e série. p. 696 ; 1904.

cuivre est magnétique, alors que le zinc et l'oxyde de zinc sont tous deux diamagnétiques (1).

Les sels de cuivre, à l'état solide ou dissous sont également magnétiques; c'est ce qui résulte de l'examen des tableaux suivants (2). Dans ces tableaux, p représente la quantité pondérale de sel, en général anhydre, pour 100 grammes de solution; K , le coefficient d'aimantation de la solution; K' , le coefficient d'aimantation du corps dissous calculé par la formule :

$$(1) \quad K_1 p - (100 - p) \cdot 0,79 = K \cdot 100$$

				Sulfate de cuivre (3)			
				cristallisé	anhydre		
				$K \cdot 10^6$	$K \cdot 10^6$		
				1	+ 6,6	+ 10,8	
				2	6,5	10,7	
				3	6,5	10,7	
				4	6,5	10,7	

Solutions de $AzO_3^{1/2} Cu$ dans l'eau à 24°			Solutions de $SO_4Cu \cdot 5H_2O$ dans l'eau à 23°			
p	$K \cdot 10^6$	$K_1 \cdot 10^6$	p	$K \cdot 10^6$	$K_1 \cdot 10^6$	
					$SO_4Cu \cdot 5H_2O$	SO_4Cu
25,10	+ 1,720	+ 9,2	100		+ 6,5	+ 10,7
19,33	+ 1,108	9,0	22,4	+ 0,800	6,3	10,3
7,54	- 0,043	9,1	16,9	+ 0,416	6,2	10,3
			11,27	0	6,2	10,2
			5,66	- 0,397	6,1	10,0

CuO.....	$K \cdot 10^6 = + 3,6$
ZnO.....	- 0,33

La difficulté d'obtenir des oxydes bien secs ne permet pas une grande précision.

(2) Ces résultats sont d'accord avec ceux de MM. Liebknecht et Wills (*Ann. der Physik*, t. I, 4^e série, p. 178; 1900). Pour SO_4Cu , les nombres donnés par M. Meslin (*Ann. Ch. et Phys.*, t. VII, 8^e série, 148; 1906) sont un peu différents des miens, le sel solide ayant toutefois un coefficient K plus élevé que le sel dissous. Cependant M. Pascal (*loc. cit.*) trouve bien, pour une solution contenant 10^{gr},9 de cuivre par litre, à 27°, $\alpha = 10,4$, alors que je trouve 10,2.

(3) Les échantillons de sulfate de cuivre 1, 3, 4 sont des échantillons du commerce. L'échantillon 2 a été préparé en partant de cuivre rigoureusement pur, d'où l'on a tiré également l'azotate et l'oxyde. Il est à remarquer que les acides purs employés dans les attaques étaient rigoureusement diamagnétiques.

L'analyse de l'échantillon 4 a donné :

Cu....	25,45	calculé pour $SO_4Cu \cdot 5H_2O$	Cu....	25,30
SO_4 ...	38,80		SO_4 ...	38,55

K , pour le sel anhydre, a été obtenu en éliminant l'influence des $5H_2O$ à l'aide de la formule (1).

Solutions de CuCl_2 , à 23°						
dans l'eau			dans l'alcool absolu			
p	$K \cdot 10^6$	$K_1 \cdot 10^6$	p	$K \cdot 10^6$	$K_1 \cdot 10^6$	
100		+ 10,2 ⁽¹⁾				
15,73	+ 1,359	12,9	9,51	+ 0,447	12,4	
9,49	+ 0,500	12,8	6,53	0,049	12,4	
2,80	- 0,422	12,4	0	- 0,811		

Si l'on considère, pour les sels de cuivre que j'ai étudiés, la valeur du coefficient d'aimantation spécifique du sel dans la dissolution, on voit que ce coefficient paraît peu varier avec la concentration ; seul, le sel à l'état solide paraît avoir un coefficient d'aimantation différent de celui du sel à l'état dissous. Les valeurs du coefficient d'aimantation du chlorure cuivrique dissous dans l'alcool, presque égales à celles du même chlorure dissous dans l'eau, viennent d'ailleurs appuyer cette conclusion.

Enfin, dans le cas de *mélanges* ⁽²⁾ (sulfate de cuivre dissous dans l'eau à 15,95 0/0 et acide sulfurique dissous dans l'eau à 10,47 0/0). j'ai reconnu que la loi des mélanges était à peu près exacte ; c'est-à-dire que si v_1 et v_2 sont les volumes des composants dont les coefficients d'aimantation spécifique sont K_1 et K_2 , on a approximativement :

$$(2) \quad v_1 K_1 + v_2 K_2 = (v_1 + v_2) K,$$

K étant le coefficient d'aimantation du mélange.

Volume p. 100		Densité		$K \cdot 10^6$		Différence
SO_4Cu	SO_4H^2	calculée	observée	calculé	observé	
100	0		1,178		+ 1,05	
80	20	1,156	1,155	+ 0,68	+ 0,68	0
60	40	1,134	1,133	+ 0,31	+ 0,35	- 0,04
50	50	1,122	1,121	+ 0,13	+ 0,14	- 0,01
40	60	1,111	1,111	- 0,05	- 0,04	+ 0,01
20	80	1,089	1,089	- 0,42	- 0,40	+ 0,02
0	100		1,067		- 0,79	

(1) Ce nombre a été déterminé sur un échantillon de CuCl_2 pur aussi anhydre que possible par comparaison avec le poids de $\text{SO}_4\text{Cu} \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ occupant le même volume. Une bonne vérification de ce résultat a été faite en mesurant le coefficient d'aimantation de CuCl_2 cristallisé et en tenant compte de l'action des $2\text{H}_2\text{O}$ que contient ce sel ; on a trouvé $K = + 10,3 \cdot 10^{-6}$. Dans les mêmes conditions un échantillon de SO_4Mn anhydre a donné $K = + 85 \cdot 10^{-6}$; pour SO_4Mn dissous, on a déduit de la détermination du coefficient d'aimantation d'une solution aqueuse à 4,18 p. 100, $K = + 99 \cdot 10^{-6}$. Une solution à 18,6 p. 100 a donné $K = + 100 \cdot 10^{-6}$.

(2) On peut dire que le *mélange* se différencie de la *solution* parce qu'il n'y a pas dans un mélange de contraction sensible.

Pour les *solutions* aqueuses, la loi est mieux représentée par la formule (1) que par la formule (2).

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON ;

T. LXXXI ; 1908.

L.-H. WALTER. — A tantalum wave-detector, and its application in wireless telegraphy and telephony (DéTECTEUR d'ondes au tantale ; son application à la télégraphie et à la téléphonie sans fil). — P. 4-8.

L'auteur a trouvé que le tantale donne, avec le mercure, un détecteur d'ondes beaucoup plus sensible que celui qu'on obtient avec le fer et le mercure. Un fil fin de tantale, terminé en pointe, plonge dans un godet de mercure de façon que la pointe soit juste immergée. On applique au dispositif une différence de potentiel de 0^v,2 à 0^v,4, la pointe de tantale étant reliée au pôle négatif.

Le niveau du mercure est réglé par le son rendu dans un téléphone récepteur.

L'ajustement une fois établi, l'appareil est scellé dans un récipient de verre où l'on fait le vide. Ce détecteur a été essayé dans diverses stations de télégraphie sans fil ; pour des signaux qui ne sont pas trop faibles, le son est plusieurs fois plus intense qu'avec le détecteur électrolytique.

G.-M. MINCHIN. — Seleno-aluminium bridges (Ponts en sélénio-aluminium).
P. 9-21.

Le pont en sélénio-aluminium consiste en une couche très mince et étroite de sélénium conducteur reliant deux surfaces d'aluminium séparées par un isolant (verre ou mica). Ce pont, placé dans l'obscurité, a une certaine conductibilité qui dépend du voltage qu'on a établi entre les surfaces d'aluminium. Cette conductibilité augmente énormément à la lumière.

Étant donnée la forme presque linéaire de la bande de sélénium, ce pont se prête très facilement à l'étude de l'intensité de la lumière dans les diverses régions des spectres, en particulier des spectres des étoiles.

Ce pont présente une particularité remarquable et encore inexplicquée : après exposition à la lumière, la résistance qu'il oppose à un courant qui le traverse dans un certain sens n'est pas la même que celle qu'il oppose à un courant de sens contraire.

E.-T. WHITTAKER. — On the theory of capillarity (Sur la théorie de la capillarité). — P. 24-25.

Les quantités fondamentales dans la théorie des phénomènes capillaires sont la *tension superficielle* γ (exprimée en dynes par centimètre) et l'*énergie superficielle* λ (exprimée en ergs par centimètre carré). La relation entre ces deux quantités est donnée par l'équation thermodynamique reliant l'énergie utilisable à l'énergie totale :

$$\gamma = \lambda + T \frac{d\gamma}{dT}$$

expression dans laquelle T désigne la température absolue.

La relation entre la tension superficielle et l'énergie superficielle est exactement la même que la relation entre la force électromotrice d'une pile voltaïque et l'énergie des réactions chimiques qui ont lieu dans la pile.

L'auteur a déduit les valeurs de λ qui correspondent aux valeurs de γ trouvées expérimentalement par Ramsay et Shields (1), et il montre qu'elles satisfont à la relation suivante : L'énergie superficielle λ d'un liquide en contact avec sa propre vapeur à une température quelconque est proportionnelle au produit de la chaleur latente interne et de la température absolue.

La chaleur latente interne est intimement liée à la « pression intrinsèque » K, de Laplace, pour un liquide, et par cela même à la théorie classique des phénomènes capillaires.

Lord RAYLEIGH. — On the aberration of sloped lenses and on their adaptation to telescopes of unequal magnifying power in perpendicular directions (Sur l'aberration des lentilles inclinées et leur adaptation aux télescopes de pouvoir grossissant inégal dans des directions perpendiculaires). — P. 26-40.

L'auteur calcule théoriquement l'aberration des lentilles inclinées

(1) *Philos. Trans.*, A, t. CLXXXIV, p. 647; 1893; et *J. de Phys.*, 3^e série, t. III, p. 521.

et montre comment celles-ci peuvent être appliquées aux télescopes de pouvoir grossissant inégal dans des directions rectangulaires.

A.-E.-H. TUTTON. — The optical constants of gypsum at different temperatures, and the Mitscherlich experiment (Les constantes optiques du gypse à différentes températures et l'expérience de Mitscherlich). — P. 40-57.

Les recherches de l'auteur sur la sélénite confirment la conclusion qu'il avait antérieurement tirée d'autres exemples (1), à savoir que le phénomène de la dispersion plan-axiale croisée est dû à une très faible double réfraction, combinée à un proche voisinage de l'indice intermédiaire avec l'un des indices extrêmes, ainsi qu'à ce fait que le changement de longueur d'onde de la lumière ou le changement de température produit un rapprochement de l'indice intermédiaire avec cet indice extrême tel qu'il se confond avec lui et même le dépasse, la position relative des deux indices étant renversée.

La croix rectangulaire uniaxe et les anneaux circulaires se produisent au point critique d'identité. Le point critique est fonction à la fois de la longueur d'onde et de la température. La température a un maximum pour la longueur d'onde 573. L'angle des axes optiques a un maximum pour la même longueur d'onde à toutes les températures inférieures à celle du croisement des axes optiques, et un minimum aux températures supérieures.

Le changement d'orientation des lignes médianes avec le plan de symétrie a également une limite critique pour la même longueur d'onde 573. L'intervalle de température qui permet la production de la figure uniaxiale pour toutes les couleurs du spectre ne dépasse pas 4° aux environs de 105°,5.

W.-C.-D. WHETHAM et H.-H. PAINE. — The electrolytic properties of dilute solutions of sulphuric acid (Propriétés électrolytiques des solutions diluées d'acide sulfurique). — P. 58-80.

Les auteurs ont déterminé avec soin la conductibilité équivalente des solutions diluées d'acide sulfurique. Ils ont constaté qu'il

1' *Philos. Trans.*, A., t. CLXXXV, p. 913.

existe une diminution de cette conductibilité pour les grandes dilutions.

Ce phénomène fut d'abord attribué à une diminution de la vitesse de l'ion hydrogène aux dilutions extrêmes ; mais des expériences ultérieures ont montré qu'il n'en est rien. Seule la présence d'un peu de carbonate d'ammonium dans l'eau, ayant résisté à tous les procédés de purification, paraît rendre compte du phénomène observé.

H.-E. ARMSTRONG et autres physiciens. — Studies of the processes operative in solutions (Etude des processus opératoires dans les solutions). — P. 80-140.

VI. — H.-E. ARMSTRONG. — Hydrolysis, hydrolation and hydronation as determinants of the properties of aqueous solutions (L'hydrolyse, l'hydrolation et l'hydronation comme déterminant des propriétés des solutions aqueuses).

L'auteur estime que, dans le processus de dissolution, la substance dissoute est partiellement hydrolysée, les radicaux composants étant ensuite réarrangés, mais non libérés. En même temps, les molécules simples contenues dans l'eau subissent une scission et leurs radicaux composants sont de même réarrangés mais non mis en liberté. Ce double effet serait un stade nécessaire dans la formation des électrolytes.

VII. — H.-E. ARMSTRONG et E. WHEELER. — The relative efficiencies of acids as deduced from their conductivities and hydrolytic activities (Efficacités relatives des acides déduites de leur conductibilité et de leur activité hydrolytique).

Les auteurs ont reconnu que la dilution a une influence contraire sur l'activité hydrolytique (déterminée, par exemple, par l'inversion du sucre de canne) et sur la conductibilité, diminuant la première et augmentant la seconde. L'acide azotique est le plus sensible, l'acide sulfurique le moins sensible à la dilution. L'acide chlorhydrique occupe une position intermédiaire.

VIII. — H.-E. ARMSTRONG et D. CROTHERS. — The influence of salts on hydrolysis and the determination of hydration values (Influence des sels sur l'hydrolyse et détermination des valeurs d'hydratation).

L'introduction d'un sel dans une solution réduit la proportion des molécules effectives d'hydrolyte et d'hydrolyste ; cependant ceux-

ci sont affectés à des degrés différents suivant la stabilité de leurs molécules composées. Les « valeurs d'hydratation » qu'on déduit par cette méthode varient donc suivant les cas et ne sont que des valeurs apparentes.

IX. — R.-J. CALDWELL et R. WHYMPER. — The determination of optical rotatory power (Détermination du pouvoir rotatoire).

Les auteurs décrivent un type de polarimètre à triple champ de Landolt-Lippich, modifié par le dispositif de Perkin, de façon à n'employer qu'une lumière absolument monochromatique et à donner des résultats exacts au $\frac{1}{10\ 000}$ près pour les substances de grand pouvoir rotatoire.

X. — R.-J. CALDWELL et R. WHYMPER. — The changes effected by the reciprocal interference of canes-sugar and other substances (salts and non-electrolytes) in aqueous solutions [Changements effectués par l'interférence réciproque du sucre de canne et d'autres substances (sels et non-électrolytes) dans les solutions aqueuses].

Les mêmes auteurs ont étudié l'influence, sur le pouvoir rotatoire du sucre en solution, de l'addition de divers sels. Les résultats montrent qu'il ne se forme qu'une proportion relativement très faible d'un composé dissociable de sucre et de sel. Par contre, l'influence extraordinaire exercée par le sucre sur la conductibilité électrique des sels en solution montre bien que les phénomènes ne peuvent s'expliquer que par la manière dont le solvant est modifié par le corps dissous.

E. RUTHERFORD et H. GEIGER. — An electrical method of counting the number of α -particles from radio-active substances (Sur une méthode électrique de compter le nombre des particules α des substances radio-actives). — P. 141-161.

Voici les conclusions de ce mémoire :

1° En employant le principe de l'augmentation de l'ionisation par collision, l'effet électrique dû à une particule α simple peut être accru suffisamment pour qu'il devienne observable par un électromètre ordinaire ;

2° La grandeur de l'effet électrique dû à une particule α dépend du voltage employé et peut varier entre de larges limites;

3° Cette méthode électrique peut être utilisée pour compter les particules α expulsées par tous les types de matières actives qui émettent des rayons α ;

4° Si l'on prend le radium C comme source de rayons α , le nombre total de particules α expulsées par un gramme de radium en équilibre est de $3,4 \times 10^{10}$ par seconde;

5° Le nombre de scintillations observées sur un écran de sulfure de zinc convenablement préparé est égal, dans la limite des erreurs d'expérience, au nombre des particules α qui le frappent, compté par la méthode électrique. Il en résulte que chaque particule α produit une scintillation;

6° La distribution des particules α dans le temps est réglée par les lois de la probabilité.

Il est probable que la méthode électrique précédente permettra également de compter le nombre des particules β émises par les substances radioactives.

E. RUTHERFORD et H. GEIGER. — The charge and nature of the α -particle (Charge et nature de la particule α). — P. 162-173.

Connaissant le nombre des particules α expulsées par seconde par 1 gramme de radium et la charge totale qu'elles transportent, on en déduit aisément la charge d'une particule. Cette charge est représenté par $2e$, e étant la charge d'un atome d'hydrogène, égale environ à $4,65 \times 10^{-10}$ unités électrostatiques.

Les auteurs en déduisent que la particule α est un atome d'hélium pourvu d'une charge positive.

De ces données on peut déduire les valeurs suivantes : le volume total de l'émanation dégagé par 1 gramme de radium est égal à 0,585 millimètres cubes (l'émanation étant un gaz de poids atomique 222).

Le volume d'hélium produit par 1 gramme de radium est de 3×10^{-9} centimètres cubes par seconde ou 138 millimètres cubes par an.

La durée de vie du radium est de 1760 ans.

I. GEIGER. — On the scattering of the α -particles by matter (Sur la dispersion des particules α par la matière). — P. 174-177.

Au cours des expériences précédentes, l'auteur a remarqué que les rayons α subissent une dispersion manifeste en traversant la matière, qu'elle soit gazeuse ou solide. Il a noté qu'une partie des particules α , après avoir traversé des feuilles excessivement minces, sont déviées d'un angle appréciable. Il poursuit ses recherches sur le sujet.

W. RAMSAY. — A search for possible new members of the inactive series of gases (Recherche sur l'existence possible de nouveaux gaz de la série inactive). — P. 178-180.

Les gaz de la série inactive sont actuellement au nombre de cinq : hélium, néon, argon, krypton et xénon. Or, il reste encore, dans la table périodique de Mendéléeff, trois places pour des gaz plus lourds, de poids atomiques égaux à 172, 216 et 260 ; ceux-ci seraient peut-être les émanations du radium, du thorium et de l'actinium.

H.-E. WATSON. — The spectrum of lighter constituents of the air (Le spectre des constituants les plus légers de l'air). — P. 181-194.

L'auteur a décelé 321 raies dont la plupart appartiennent au spectre de l'hélium et du néon. Mais il ne pense pas que les autres raies, toutes de faible intensité, doivent être attribuées à un nouvel élément encore inconnu. Il s'agit probablement de raies du néon, qui n'ont pas été vues à cause d'une exposition insuffisante dans les précédentes recherches.

R.-B. MOORE. — An investigation of the heavy constituents of the atmosphere (Recherche sur les constituants les plus lourds de l'atmosphère). — P. 195-209.

L'auteur a cherché sur les portions les plus lourdes qui subsistent après la distillation fractionnée de 120 tonnes d'air, si l'atmosphère renferme un gaz plus lourd que le xénon. Les résultats négatifs de cette recherche montrent l'improbabilité de l'existence d'un gaz élémentaire stable de cette nature.

A.-T. CAMERON et sir W. RAMSAY. — The spectrum of radium emanation
(Le spectre de l'émanation du radium). — P. 218-213.

Les auteurs ont étudié le spectre de l'émanation sur l'émanation accumulée pendant 12 jours de 477 milligrammes de bromure de radium. Le dispositif qui leur a donné les meilleurs résultats consiste à produire le spectre dans un tube entre des électrodes de cuivre. Le spectre obtenu ne renferme pas les raies de l'hydrogène. Il est très brillant et renferme un grand nombre de raies vertes, bleues et violettes avec une raie très peu réfrangible dans le rouge. Aucune de ces raies ne coïncide avec une raie du spectre des nébuleuses.

F.-J. JERVIS-SMITH. — Further note on a luminous glow generated by electrostatic induction in an exhausted vessel made of silica (Note complémentaire sur la luminescence engendrée par induction électrostatique dans un récipient à vide constitué par de la silice). — P. 214-216.

L'auteur emploie des vases de silice pure fondue, ne renfermant plus qu'une trace d'air. Ces récipients présentent, sous l'action de la décharge, une lueur vert-émeraude qui persiste pendant quinze minutes après l'interruption du courant, ce qu'on n'observe pas avec les récipients de verre.

E.-C. EDGAR. — On the atomic weight of chlorine (Sur le poids atomique du chlore). — P. 216-218.

On brûlait un jet d'hydrogène sec dans une atmosphère de chlore. L'hydrogène était emmagasiné et pesé dans le palladium ; le chlore était condensé et pesé à l'état liquide ; de même pour l'acide chlorhydrique formé. La moyenne des expériences donne :

$$\text{Cl} = 35,462 \quad \text{pour} \quad \text{H} = 1,00762.$$

T.-H. LABY. — The supersaturation and unclear condensation of certain organic vapours (La sursaturation et la condensation nucléaire de certaines vapeurs organiques). — P. 219-220.

L'auteur a déterminé, pour cinq éthers, six acides et l'alcool isomérique, l'expansion minimum qui provoque la condensation dans

un air saturé initialement avec la vapeur organique et ionisé par les rayons X. Dans le cas de l'acide acétique, l'expansion nécessaire est plus grande pour les rayons X faibles que pour les rayons forts.

L'auteur a calculé ensuite la sursaturation **S existant à la fin de** chaque expansion.

Les acides possèdent les plus grandes valeurs et les alcools les plus faibles valeurs de S. Dans le cas des alcools, une diminution régulière de S accompagne l'addition d'un groupe CH². Lorsqu'on opère sur des vapeurs non ionisées il faut, pour les acides formique, acétique et butyrique, une expansion plus grande pour amener la condensation.

H.-F. HAWORTH. — The electrical qualities of porcelain, with special reference to dielectric losses (Les qualités électriques de la porcelaine, étude spéciale des pertes diélectriques). — P. 221-242.

Un condensateur de porcelaine se charge avec une vitesse relativement faible.

Pour des tensions allant jusqu'à 1.200 volts, la charge est proportionnelle à la tension si les variations de potentiel sont assez lentes ; si elles sont rapides, il y a une certaine perte diélectrique.

La constante diélectrique mesurée après une minute d'électrisation varie avec la température suivant les lois suivantes :

Entre 0° et 30° C. :

$$C_t = C_0 (1 + 0,00223t + 0,0005t^2).$$

Entre 30° et 100° C. :

$$C_{t_1} = C_{t_2} e^{0,264 (t_1 - t_2)}.$$

La constante diélectrique est égale à 8,95 à 20°.

La conductibilité apparente de la porcelaine varie avec la tension et la durée d'application. Après une minute d'électrisation elle augmente avec la température, suivant la loi :

$$\gamma_{t_1} = \gamma_{t_2} e^{0,090837 (t_1 - t_2)}.$$

La conductibilité spécifique à 20° est $0,2626 \times 10^{-13}$ omhs par centimètre cube.

La perte diélectrique varie comme la puissance 1,74 du voltage et est indépendante de la durée du cycle.

R.-M. DEELEY. — The viscosity of ice (Viscosité de la glace). — P. 250-259.

L'auteur conclut de ses expériences que la nature de la déformation qui peut être produite dans un cristal de glace à angle droit de l'axe optique obéit exactement aux lois de l'écoulement visqueux. La viscosité est, dans ce cas, 2×10^{10} au point de fusion. A cette température, la viscosité d'un glacier mesurée par l'auteur est d'environ $12,500 \times 10^{10}$ soit 6,250 fois plus grande. La viscosité effective d'un glacier est donc due, pour une grande partie, à un phénomène différent.

R.-J. STRUTT. — On the accumulation of helium in geological time (Sur l'accumulation d'hélium dans les temps géologiques). — P. 272-277.

L'auteur a constaté que des nodules phosphatiques et les os phosphatisés de tous les âges géologiques possèdent une radio-activité marquée, plusieurs fois plus élevée que celle des roches. Cette activité est due à des produits de la série de l'uranium.

L'hélium a été décelé dans tous ces matériaux, même quand ils ne sont pas plus anciens que l'âge pliocène.

Le rapport de l'hélium à l'oxyde d'uranium ne suit pas strictement l'ordre de superposition des strates ; mais on ne trouve pas de rapports élevés dans les dépôts les plus jeunes, tandis qu'ils sont communs dans les dépôts anciens.

Il est probable que l'hélium a été imparfaitement retenu, au moins dans quelques cas.

R.-J. STRUTT. — On helium in saline minerals, and its probable connection with potassium (Sur l'hélium contenu dans les minéraux salins et sa connexion probable avec le potassium). — P. 278-279.

En examinant les sels de Stassfurt, l'auteur y a trouvé les quantités suivantes d'hélium et d'uranium :

	Hélium millimètres cubes par 100 gr.	Oxyde d'uranium U ₂ O ₈ par 100 gr.	Centimètre cube d'hélium par gr. de U ₂ O ₈
Chlorure de sodium.....	0,0233	7,1 . 10 ⁻⁶	3,3
Sylvine.....	0,55	2,15 . 10 ⁻⁶	256
Carnallite.....	0,454	3,23 . 10 ⁻⁶	47
Kiésérite.....	0,0179	6,47 . 10 ⁻⁵	0,277

On voit que la sylvine et la carnallite donnent de forts rapports de l'hélium à l'oxyde d'uranium. Il ne paraît pas probable que les faibles traces d'uranium et de radium présentes puissent rendre compte d'une si grande quantité d'hélium.

On pourrait l'expliquer par la présence du potassium, dont MM. Campbell et Wood (1) ont montré récemment la radio-activité.

J. DEWAR. — The rate of production of helium from radium (La vitesse de production de l'hélium par le radium). — P. 280-286.

L'auteur arrive à une valeur de 0,37 millimètre cube par gramme de radium et par jour, valeur qui concorde avec celle que M. Rutherford a déduite de considérations théoriques. Par contre, MM. Cameron et Ramsay (2) avaient trouvé une valeur 8 fois plus forte.

J.-W. NICHOLSON. — On the reflexion of waves from a stratum of gradually varying properties, with application to sound (Sur la réflexion des ondes par un milieu de propriétés variant graduellement, avec application au son). — P. 286-299.

L'auteur a étudié la question au point de vue théorique. Les résultats obtenus permettent d'expliquer les phénomènes, observés par Tyndall, de réflexion du son par le brouillard. Ils peuvent également être appliqués à l'étude de la propagation du son vers les hautes couches de l'atmosphère.

S.-R. MILNER. — On the nature of the streamers in the electric spark (Sur la nature des jets de lumière dans l'étincelle électrique). — P. 299-300.

L'auteur a examiné les jets de lumière dans l'étincelle inductive pour les lumières monochromatiques de diverses raies métalliques. Ce travail forme une extension des recherches de MM. Schuster et Hemsalech (3), dans lesquelles on n'étudiait que l'étincelle non-inductive.

1 *Cambr. Phil. Soc. Proceed.*, t. XIX, p. 13.

2 *Chem. Soc. Journ.*, p. 1274: 1907.

3 *Philos. Trans.*, A., t. CLXXXVIII, p. 489: 1900.

J. de Phys., 4^e série, t. IX. (Février 1910.)

T. TURNER. — Transparent silver and other metallic films (Argent transparent et autres lames métalliques). — P. 301-310.

L'auteur étudie la transparence des lames minces d'or, d'argent, d'aluminium et de certains sulfures, déposées sur des lames de verre et portées à une température bien inférieure au rouge. Il conclut de ses recherches que la coloration superficielle des métaux serait due, dans certains cas, à la formation d'une couche métallique transparente.

W. ROSENHAIN et P.-A. TUCKER. — Eutectic research. N° 1. The alloys of lead and tin (Recherches eutectiques. N° 1. Alliages de plomb et d'étain). — P. 331-334.

Certaines expériences préliminaires des auteurs étant en désaccord avec les résultats de Roberts-Austen, ils ont déterminé à nouveau et très complètement le diagramme d'équilibre des séries plomb-étain. Le point eutectique se trouve maintenant à 63 0/0 d'étain et la ligne eutectique se termine, du côté plomb, à 13 0/0 d'étain.

Ils ont découvert une série de transformations dans les alliages solides à une température maximum de 150° consistant en changement de la solution solide d'étain dans le plomb, qui passe d'un état β à un état α , tout en rejetant de l'étain de la solution.

L'examen de la structure des alliages eutectiques montre qu'ils consistent en agrégats de cristaux sphérolitiques ; c'est-à-dire ayant une structure radiante régulière.

A. FOWLER. — The spectrum of scandium and its relation to solar spectra (Le spectre du scandium et sa relation avec le spectre solaire). — P. 333-336.

1° Le spectre d'arc du scandium est formé de deux séries distinctes de raies ;

2° Les raies qui appartiennent à la première série correspondent aux raies élargies des autres éléments ;

3° Les raies de la deuxième série sont très différentes. Ce sont des raies relativement fortes dans le spectre de l'arc à flamme ; elles sont très faiblement représentées dans le spectre de Fraunhofer, et elles n'ont pas été enregistrées dans le spectre de la chromosphère ;

4° La plus grande partie de l'absorption du scandium dans le spectre solaire a lieu à une plus grande hauteur que celle où se produit principalement l'absorption du fer ;

5° Les cannelures qui se trouvent dans l'arc et la flamme d'arc n'apparaissent pas quand l'arc jaillit dans une atmosphère d'hydrogène. Elles sont probablement dues à l'oxyde de scandium.

II.-L. CALLENDAR. — On the vapour-pressure and osmotic pressure of a volatile solute (Sur la tension de vapeur et la pression osmotique d'une solution volatile). — P. 336.

L'auteur montre que, si la membrane osmotique est considérée comme imperméable au corps dissous, la formule qui donne la variation de la tension de vapeur d'un corps dissous volatil avec la pression hydrostatique et la formule de la pression osmotique qu'on en déduit, doivent être les mêmes que pour un corps dissous non volatil. Si, d'autre part, la membrane osmotique est considérée comme perméable à la vapeur de la solution, mais non à la phase liquide, l'équation prend une forme différente, dépendant de la concentration des constituants dans la phase vapeur. Si $c_1, c_2, \text{etc.}$ sont les concentrations des constituants en grammes par gramme de vapeur, et $U_1, U_2, \text{etc.}$, les volumes spécifiques des constituants dans la solution, le changement dp de la pression totale de vapeur pour une variation dP de la pression hydrostatique est donné par la relation

$$\Sigma cUdP = vdp$$

v étant le volume spécifique de la phase vapeur tout entière.

G.-W.-C. KAYE. — The emission and transmission of Röntgen rays (Emission et transmission des rayons Röntgen). — P. 337-338.

M. Kaye a étudié l'émission et la transmission des rayons Röntgen au moyen d'un tube à anticathode variable. Les rayons produits traversent une mince fenêtre d'aluminium et divers écrans métalliques, et leur intensité est déterminée par la méthode d'ionisation. Il arrive aux conclusions suivantes :

1° Les intensités relatives des radiations issues de la fenêtre ne suivent pas l'ordre des poids atomiques des éléments formant les anticathodes ;

2° Dans une certaine région, quand le radiateur et l'écran métallique sont formés du même métal, on observe une transmission sélective de la radiation, très marquée pour les métaux du groupe zinc-chrome ;

3° Si les différentes radiations sont interceptées par des écrans d'aluminium d'épaisseur croissante, les intensités prennent des valeurs relatives qui ne diminuent plus à partir d'une certaine épaisseur ; ces intensités limites sont proportionnelles aux poids atomiques des radiateurs.

N. EUMORFOPOULOS. — The boiling-point of sulphur on the constant-pressure air thermometer (Le point d'ébullition du soufre au thermomètre à air à pression constante). — P. 339-362.

Onze valeurs ont été obtenues, dont la moyenne donne 443°,62. Mais, si l'on en retranche quelques-unes, moins acceptables, la moyenne la plus probable est 443°,58. Malheureusement ce résultat ne peut être regardé comme définitif, par suite de l'incertitude où l'on est resté sur la dilatation du verre.

H.-L. CALLENDAR. — Note on the boiling-point of sulphur (Note sur le point d'ébullition du soufre). — P. 363-366.

À propos du mémoire précédent, M. Callendar fait observer que la valeur trouvée pour le point d'ébullition du soufre est d'environ 1° inférieure à la valeur généralement admise. Il y aurait lieu de procéder à une redétermination de la dilatation du mercure. D'autre part, il doit y avoir une erreur notable, lorsqu'on détermine le coefficient de dilatation cubique d'un tube d'après sa dilatation linéaire.

R.-C. MACLAURIN. — On optical dispersion formulæ (Sur les formules de dispersion optique). — P. 367-377.

L'auteur montre que la formule de Sellmeier n'est pas suffisamment exacte et propose de la remplacer par la relation générale :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + a} = \frac{K - 1}{K + a} + \frac{C_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{C_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots + \frac{C_n}{\lambda^2 - \lambda_n^2}$$

qui donne les indices de réfraction pour toutes les longueurs d'onde pour lesquelles le milieu est transparent.

En faisant $a = 2$ dans cette formule, on obtient l'expression de Lorentz qui se vérifie pour les liquides et pour les gaz.

Mais, pour les solides, il n'en est plus de même, et il est nécessaire de conserver la constante a et de déterminer sa valeur pour chaque substance.

Pour le sel gemme, la formule :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + a} = \frac{K - 1}{K + a} + \frac{C_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{C_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2}$$

est celle qui s'accorde le mieux avec l'expérience en y faisant :

$$a = 5,51, K = 5,9, C_1 = 0,00191605, C_2 = 683,816, \lambda_1 = 0,12652, \lambda_2 = 51,3.$$

Elle concorde avec les résultats des mesures en indiquant des bandes d'absorption au voisinage de $0\mu,42$ et de $51\mu,3$. Elle suggère une constante diélectrique de $5,9$ qui est très proche de la moyenne des meilleures déterminations.

La formule s'applique remarquablement bien à la fluorine en y faisant :

$$a = 1,04, K = 6,8, C_1 = 0,001303, C_2 = 231,856, \lambda_1 = 0,0846618, \lambda_2 = 24,0074.$$

W.-G. DUFFIELD. — The effect of pressure upon arc spectra. N° 2. Copper λ 4000 — λ 4600 (Effet de la pression sur le spectre de l'arc N° 2. Cuivre, λ 4000 — 4600). — P. 378-380.

Voici les résultats obtenus par l'auteur sur le cuivre pour les longueurs d'onde indiquées :

I. *Élargissement*. — 1° Toutes les raies sont plus larges aux hautes pressions qu'à la pression atmosphérique ; 2° l'élargissement augmente avec la pression ; 3° l'élargissement n'est pas symétrique ; il est plus grand du côté du rouge ; 4° les raies de séries deviennent comme des bandes, puis se dissipent aux pressions les plus élevées ; les raies non en série, quoique très élargies, restent bien définies.

II. *Déplacement*. — 1° Sous pression, la partie la plus intense de chaque raie est déplacée de la position qu'elle occupait à la pression ordinaire ; 2° le déplacement a lieu vers les plus grandes longueurs d'onde ; 3° le déplacement est réel et non pas dû à un élargissement non symétrique ; 4° le déplacement de chaque raie est continu et varie linéairement avec la pression.

III. *Reversement*. — Aucune raie n'a montré de trace de renversement sous pression.

IV. *Intensités relatives*. — Sous pression, il se produit des changements dans l'intensité relative des raies.

V. *Eclat de l'arc*. — L'éclat de l'arc au cuivre augmente considérablement avec la pression de l'air qui l'entoure.

H.-M. MACDONALD. — Note on horizontal receivers and transmitters in wireless telegraphy (Note sur les récepteurs et transmetteurs horizontaux dans la télégraphie sans fil). — P. 394-397.

Quand la distance du récepteur à la terre n'est pas trop petite, il présente une efficacité maximum lorsque sa longueur est le cinquième de la longueur de l'onde transmise ; quand le récepteur est proche de la terre, son efficacité est maximum pour une longueur un peu moindre que le cinquième de la longueur de l'onde transmise. Ces deux résultats avaient été vérifiés expérimentalement par Marconi (1).

L'effet total sur le récepteur est plus grand quand son extrémité libre pointe dans la direction opposée au transmetteur que quand elle pointe directement sur lui.

T.-H. HAVELOCK. — The propagation of groups of waves in dispersive media, with application to waves on water produced by a travelling disturbance (Propagation de groupes d'ondes dans les milieux dispersifs, avec application aux ondes produites sur l'eau par une perturbation qui se déplace). — P. 398-430.

L'auteur analyse la perturbation au moyen de l'intégrale de Fourier, en admettant que l'élément de la perturbation n'est pas un simple train d'ondes harmoniques, mais un groupe simple, un agrégat de trains d'ondes simples se groupant autour d'une période centrale donnée. Dans plusieurs cas, il est alors possible de tirer de l'intégrale les quelques groupes simples qui sont importants et d'isoler ainsi les principaux traits réguliers du phénomène, s'il en existe.

(1) *Proceed. of the Roy. Soc., A.*, t. LXXVII ; 1906 : — et *J. de Phys.*, 4^e série t. VI, p. 921 ; 1907.

F.-J. JERVIS-SMITH. — On the generation of a luminous glow in an exhausted receiver moving near an electrostatic field, and the action of a magnetic field on the glow so produced; the residual gases being oxygen, hydrogen, neon and air. — Part 3 (Sur la production d'une luminescence dans un récepteur à vide se mouvant près d'un champ électrostatique et l'action d'un champ magnétique sur la lueur ainsi produite, les gaz résiduels étant l'oxygène, l'hydrogène, le néon et l'air. — 3^e partie). — P. 430-433.

Un vase de silice, dans lequel on a fait le vide, tourne dans un champ électrostatique, le gaz résiduel étant l'oxygène. L'inducteur est chargé jusqu'à ce que le vase luise; puis il est déchargé lentement avec un fil jusqu'à ce que la lueur disparaisse. En établissant un champ magnétique, la lueur réapparaît.

L'effet magnétique est moins marqué quand le gaz résiduel, est l'air.

En employant le néon, on n'obtient qu'une lueur faible, rougeâtre peu affectée par le champ magnétique.

Comte de BERKELEY, E.-G.-J. HARTLEY et C.-V. BURTON. — On the osmotic pressures of aqueous solutions of calcium ferrocyanide. — Part. 1. Concentrated solutions (Sur les pressions osmotiques des solutions aqueuses de ferrocyanure de calcium. — 1^{re} partie. — Solutions concentrées). — P. 434.

Les auteurs se sont proposés de vérifier expérimentalement la formule osmotique de M. A. Porter ⁽¹⁾. Ils ont construit une membrane qui peut résister à des pressions osmotiques de 130 atmosphères sans percolation sensible de la solution. Ils ont reconnu que si l'on modifie l'équation de manière à tenir compte de ce fait que les expériences sont réalisées dans l'air et non dans le vide, l'accord entre la formule et l'expérience est rigoureux.

H.-C. POCKLINGTON. — On anomalies in the intensity in diffracted spectra (Sur des anomalies dans l'intensité des spectres de diffraction). — P. 435-439

M. Wood a trouvé que le spectre d'une lampe à incandescence formé par un réseau peut présenter des lignes brillantes et sombres qui se déplacent dans le spectre quand on modifie l'inclinaison du ré-

⁽¹⁾ *Proceed. of the Roy. Soc., A.*, t. LXXIX, p. 519; 1907; — et *J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII, p. 211; 1909.

seau. L'auteur, partant d'un réseau théorique, étudie analytiquement le phénomène et en donne l'explication.

C. CUTHBERTSON et M. CUTHBERTSON. — On the refraction and dispersion of krypton and xenon and their relation to those of helium and argon (Sur la réfraction et la dispersion du krypton et du xénon et leur relation avec celles de l'hélium et de l'argon). — P. 440-448.

Les auteurs ont opéré sur des quantités de krypton et de xénon plus grandes que celles qui avaient été employées lors des premières recherches sur ces gaz. Ils trouvent que l'indice de réfraction atomique du krypton est :

$$\mu = 1 + 0,0004189 \left(1 + \frac{6,97}{\lambda^2 10^{11}} \right)$$

et celui du xénon

$$\mu = 1 + 0,0013646 \left(1 + \frac{10,14}{\lambda^2 10^{11}} \right).$$

En comparant ces valeurs avec l'indice de réfraction de l'hélium et de l'argon déterminés par M. W. Burton, on voit que les réfractivités pour des longueurs d'onde infinies sont plus exactement dans des rapports entiers que les valeurs obtenues primitivement.

A. CAMPBELL. — On a method of comparing mutual inductance and resistance by the help of two-phase alternating currents (Sur une méthode de comparaison des coefficients d'induction mutuelle et des résistances au moyen des courants alternatifs diphasés). — 450-452.

Méthode intéressante pour la comparaison des coefficients d'induction mutuelle et des capacités et qui paraît susceptible d'une grande précision.

A.-A.-C. SWINTON. — The occlusion of the residual gas and the fluorescence of the glass walls of Crookes tubes (Occlusion du gaz résiduel et fluorescence des parois de verre des tubes de Crookes). — P. 453-459.

L'auteur avait indiqué antérieurement ⁽¹⁾ que l'occlusion du gaz est due à son transport mécanique dans le verre, où il forme des

(1) *Proceed. of the roy. Soc., A.*, t. LXXIX, p. 134; 1907; — et *J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII, p. 157; 1909.

bulles quand on le chauffe ultérieurement. Il réfute l'explication de M. R. Pohl ⁽¹⁾, qui prétend que ces bulles ne sont pas dues au gaz du tube, mais à l'action chimique, sur le verre chauffé, de l'aluminium provenant de la désagrégation des électrodes. Il réfute également l'opinion de J.-J. Thomson ⁽²⁾ qui admet que le gaz a passé dans le verre, à chaud, par simple diffusion et celle de MM. Soddy et Mackensie ⁽³⁾ qui en voient l'origine dans la décomposition chimique du verre par la chaleur.

En usant le verre de la quantité exactement nécessaire pour prévenir la formation de bulles par un chauffage subséquent, on constate que la profondeur à laquelle le gaz a pénétré dans le verre varie de 0^{mm},0025 pour les tubes à électrodes externes, à 0^{mm},015 pour les tubes à électrodes internes, cette dernière distance étant égale à l'épaisseur maximum d'aluminium que transversent les rayons cathodiques.

En ce qui concerne la fatigue du verre pour la fluorescence, quand celle-ci n'est pas due à un dépôt de carbone ou de la matière de l'électrode, il est nécessaire, pour la faire disparaître, d'enlever une épaisseur de verre approximativement égale à celle qu'il faut enlever pour empêcher la formation de bulles par un chauffage subséquent. La fatigue paraît donc intimement liée à la pénétration et à la présence de gaz occlus.

J.-S. TOWNSEND. — The charges on ions in gases, and the effect of water vapour on the motion of negative ions (Les charges des ions dans les gaz et effet de la vapeur d'eau sur le mouvement des ions négatifs). — P. 464-471.

L'auteur a constaté que les rayons secondaires peuvent produire des ions à charge atomique simple ou double, les derniers étant le résultat des rayons les plus pénétrants.

Le mouvement d'un ion négatif dans un champ électrique est fortement influencé par la présence de vapeur d'eau en très faible quantité, celle-ci tendant à condenser les ions négatifs. On n'observe aucun effet correspondant avec les ions positifs.

⁽¹⁾ *Berichte der Deutsch. Physik. Gesellsch.*, 1907.

² *Engineering*, 22 mars 1907, p. 387.

³ *Proceed. of the roy. Soc., A.*, t. LXXX, p. 92.

T.-M. LOWRY. — Measurement of rotatory dispersive power in the visible and ultra-violet regions of the spectrum (Mesure du pouvoir rotatoire dispersif dans les régions visible et ultra-violette du spectre). — P. 477-472.

M. Lowry a employé une méthode analogue à celle de M. Perkin, utilisant une lumière monochromatique ou polychromatique, spectroscopiquement purifiée, au lieu d'une bande d'un spectre continu. Cela lui a permis de se servir, pour les mesures polarimétriques, non seulement du spectre de flamme, mais encore de spectres de raies intenses produits par les arcs électriques.

Des mesures ont été faites sur 29 raies, la rotation étant produite à travers 10 centimètres de campho-carboxylate de méthyle à 20° C.

Voici quelques-uns des résultats :

	λ	α	$\frac{\alpha}{\alpha_D}$
Lithium rouge.....	6.708	48°,32	0,728
Sodium jaune.....	5.893	66,37	1,000
Cuivre vert.....	5.219	91,73	1,382
Cadmium bleu.....	4.800	116,93	1,762
Mercure violet.....	4.359	163,07	2,487

J.-W. BISPHAM. — Potential gradient in glow discharges from a point to a plane (Le gradient de potentiel dans les décharges lumineuses d'un point à un plan). — P. 477-495.

L'auteur a étudié la distribution de la force électrique le long de l'axe des décharges lumineuses d'un point chargé à un plan voisin, dans le cas où des stries sont visibles. Ces décharges ont été décrites par M. Obermayer⁽¹⁾. M. Bispham a reconnu que tous les types de décharge lumineuse striée vus par M. Obermayer, dans lesquelles la lueur s'étend du point à la plaque sous une forme plus ou moins conique, sont de caractère intermittent.

Dans le cas de l'hydrogène, quand la pression est d'environ 1 centimètre de mercure, deux types de décharge continue sont possibles : dans l'un, pour les faibles courants, la luminosité est restreinte aux environs de la pointe ; dans l'autre, pour les courants forts, la forme de la décharge est celle que l'on obtient entre de petites électrodes planes.

Avec une grande résistance extérieure dans le circuit, on obtient une condition intermédiaire instable, dans laquelle la décharge est intermittente.

R. PAILLOT.

(1) *Wien. Sitzungsberichte*, c. p. 127 ; 1891.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. LXII; 1908.

SAND et GRAMMLING. — Ueber die Molekülgrösse des graublauen Chromtrichloridhexahydrates : I. Neutralisierung des graublauen Salzes durch Natronlauge
Sur la grosseur des molécules du trichlorure de chrome hexahydraté gris bleu ;
I. Neutralisation du sel gris bleu par une lessive de soude). — P. 1.

En utilisant des mesures électrochimiques pour avoir la concentration en chlorure pendant la neutralisation, on trouve que les solutions de l'hydrate violet ne contiennent pas les ions de la combinaison $\text{Cr}(\text{H}_2\text{O})_6 \text{Cl}^3$, mais ceux de $\text{Cr}^2(\text{H}_2\text{O})^{12} \text{Cl}^6$ qui, par hydrolyse donne d'abord CrOH Cl^2 . Dans les sels chromiques hexahydratés, les atomes de Cr sont probablement unis comme dans les bichromates.

SAND et GRAMMLING. — Ueber die Molekülgrösse des graublauen Chromtrichloridhexahydrates : II. Hydrolyse des Salzes durch Kaliumjodid und Kaliumjodat (Sur la grosseur des molécules du trichlorure de chrome hexahydraté gris bleu : II. Hydrolyse du sel par l'iodure et l'iodate de potassium. — P. 28.

On mesure la vitesse avec laquelle, dans le mélange des solutions, se forme l'iode libre. Les résultats conduisent encore à la formule $\text{Cr}^2(\text{H}_2\text{O})^{12} \text{Cl}^6$; les alcalis agissent sur ce sel comme sur les bichromates.

JONES et VEÁZEY. — Die Leitfähigkeit und innere Reibung von Tetraäthylammonium Jodid in Wasser, Methylalkohol, Äthylalkohol Nitrobenzol und binären gemischen dieser Lösungsmittel (La conductibilité et le frottement interne des solutions de l'iodure de tétrethylammonium dans l'eau, les alcools méthylique et éthylique, le nitrobenzène et les mélanges binaires de ces dissolvants). — P. 44.

Pour les solutions dans les mélanges de ces alcools et d'eau, la conductibilité atteint son minimum quand le mélange est à 50 0/0 d'alcool.

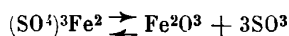
Dans les mélanges de nitrobenzène et d'alcool méthylique, les conductibilités sont inférieures à celles que donnerait la règle des mélanges, tandis que la fluidité est un peu plus grande. Avec l'alcool éthylique et le nitrobenzène, la conductibilité passe par un maximum ainsi que la fluidité et pour les mêmes proportions.

MEYER. — Zur Theorie der Rohrzuckerinversion
(Sur la théorie de l'inversion du sucre de canne). — P. 59.

En se basant sur la birotation du glucose et du fructose, on montre que l'inversion du sucre de canne par les acides dilués n'est pas une simple réaction unimoléculaire, mais une suite de réactions réversibles. L'auteur donne des équations qui permettent de calculer le pouvoir rotatoire de la solution en fonction des constantes de la réaction et des pouvoirs rotatoires spécifiques des différents composants. Il est vraisemblable aussi qu'en solution le fructose α se transforme partiellement en un autre fructose β .

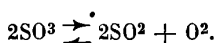
KEPPELER et D'ANS. — Die thermische Dissociation der wasserfreien Eisensulfate
(La dissociation thermique des sulfates de fer anhydres). — P. 89.

Le sulfate ferrique se décompose d'après l'équation :



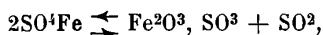
et la tension du SO^3 varie avec la température suivant une loi connue.

Dans la phase gazeuse, il s'établit l'équilibre donné par

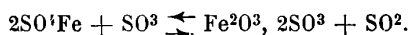


Un sulfate ferrique basique $(\text{SO}^4)^2\text{OFe}^2$ se dissocie de même, mais les tensions de SO^3 sont plus élevées.

Pour le sulfate ferreux, on a :



en même temps qu'en présence de SO^3 , il se produit un équilibre entre l'oxydation et la réduction des sulfates, d'après l'équation :



A 640°, il intervient une modification allotropique de l'oxyde de fer.

LORENTZ et RATAYAMA. — Zur Thermodynamik von Kesten mit festen Stoffen
(Sur la thermodynamique des chaînes à substances solides). — P. 119.

La formule de Gibbs Helmholtz s'applique encore, et des mesures

de forces électromotrices faites avec des piles contenant des sels d'argent et de plomb concordent bien avec les nombres donnés par la formule.

DIETHELM et FOERSTER. — Ueber die elektrolytische Reduktion von Titan sulfatlösungen (Sur la réduction électrolytique des solutions de sulfate de titane). — P. 129.

En solution aqueuse, elle conduit du titane tétravalent au titane trivalent, comme pour le chlorure. La marche du phénomène dépend beaucoup de la nature de la cathode ; dans tous les cas, la réduction est complète, sauf avec le platine platiné pour lequel il y a production d'hydrogène jusqu'à équilibre avec l'hydrogène atmosphérique. La réduction est d'autant plus rapide que la cathode est en métal plus finement divisé.

SCHARFF. — Ueber das Leuchten des Phosphors und einiger Phosphorverbindungen (Sur la luminescence du phosphore et de quelques combinaisons phosphorées). — P. 179.

Les études ont porté sur P, P²O³ et P⁴S³. Quand la pression de l'oxygène diminue, il se produit d'abord des éclairs intermittents dont la durée augmente jusqu'à ce qu'il y ait éclat permanent. Quand on augmente la pression, on repasse par les mêmes phénomènes : éclat continu, puis intermittent et enfin extinction.

J. VAN LAAR. — Ueber den Dampfdruck von trockenem und gewöhnlichen Salmiak (Sur la tension de vapeur du sel ammoniac sec et ordinaire). — P. 194.

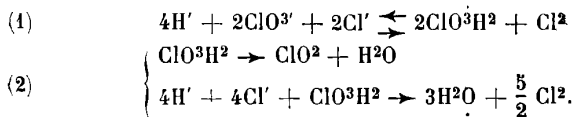
Les résultats de Abegg et Baker sur l'égalité des tensions de vapeur du sel ammoniac sec c'est-à-dire non dissocié et du sel ordinaire presque complètement dissocié ne sont pas en contradiction avec la théorie.

LUTHER et DOUGALL. — Die Kinetik der Reaktion zwischen Chlorsäure und Salzsäure (Ein Reaktionsverlauf achter Ordnung (Cinétique de la réaction entre les acides chlorique et chlorhydrique. Une réaction du 8^e ordre). — P. 199.

Pour les faibles concentrations en ions Cl', la réaction suit l'équation :



mais, quand cette concentration croît, la réaction comprend deux phénomènes représentés par



La production de ClO^3 est donc secondaire et l'équation des vitesses pour la réaction primaire est

$$-\frac{d(ClO_3')}{dt} - \frac{d(Cl')}{dt} - \frac{3}{2} \frac{d(H')}{dt} = 0,004 (H')^4 (ClO_3')^2 (Cl')^2.$$

ODDO et SCANDOLA. — Ueber den Zustand der Stoffe in absoluter Schwefelsäure (Sur l'état des corps dans l'acide sulfurique pur). — P. 243.

Les mesures du degré de dissociation ont été faites pour les solutions sulfuriques d'un grand nombre d'acides forts ou faibles; souvent elles sont en désaccord avec l'explication de Hantzsch. La nature du phénomène devra être recherchée dans la constitution moléculaire de SO_3H^2 .

C. VAN ROSSEM. — Einfluss langsamer Dissociation auf Phasengleichgewichte (Influence d'une dissociation lente sur les équilibres des phases). — P. 257.

L'existence d'une dissociation lente explique souvent le manque de constance observé dans les résultats des mesures de certains points de fusion ou de tensions de vapeur. L'explication donnée par Bancroft n'a besoin d'être complétée que dans les détails.

TEAGUE et BUXTON. — Die gegenseitige Ausflockung von Kolloiden. (La coagulation mutuelle des colloïdes). — P. 287.

La coagulation des matières colorantes acides par celles qui sont basiques est la plus parfaite quand on mélange des masses équimoléculaires; NaCl mis en liberté n'est pas la cause du phénomène. Les substances colorantes s'unissent d'autant mieux l'une à l'autre qu'elles sont plus colloïdales. Le degré de coagulation et la largeur de la zone de coagulation diffèrent suivant la nature colloïdale des matières employées. Cette règle s'étend aux colloïdes organiques et minéraux.

O. DE VRIES. — Die Ableitung der stochiometrischen Gesetze
(L'établissement des lois de la stœchiométrie). — P. 308.

Il faut les considérer comme des résultats de l'expérience et non comme des lois *a priori*.

JOHNSTON. — Ueber die Dissociations-drucke einiger Metallhydroxyde und Carbonate (Sur les tensions de dissociation de quelques hydroxydes métalliques et quelques carbonates). — P. 330.

Les mesures se rapportent aux métaux alcalins et alcalino-terreux ; rangées d'après la facilité de la dissociation, leur ordre est le même que dans le système périodique ; les chaleurs de formation observées pour les hydrates concordent avec celles qu'on déduit des courbes de tension, et non celles déduites de la formule de Nernst.

LOTTERMOSER et ROTHE. — Beiträge zur Kenntniss der Hydrosol- und Hydrogelbildungsvorganges. II. Absorption von Silbernitrat und Jodkalium durch amorphes Jodsilber (Contribution à la connaissance du phénomène de la formation des solutions et des précipités aqueux. II. Absorption du nitrate d'argent et de l'iodure de potassium par l'iodure d'argent amorphe). — P. 339.

L'absorption de NO^3Ag par AgI amorphe suit la loi connue :

$$\frac{x}{m} = \beta c^p.$$

L'équilibre s'établit rapidement quand la concentration augmente, mais très lentement quand elle diminue, de sorte qu'on ne peut pas libérer complètement AgI de NO^3Ag absorbé.

AgI amorphe et humide peut être transformé en solution par des ions I^- .

Le phénomène a un maximum pour une concentration de l'iodure d'autant plus faible que la valeur de son action est plus élevée.

L'absorption de KI par AgI amorphe ne suit pas la loi d'absorption.

PIER. — Spezifische Wärme und Dissociationsverhältnisse von Chlor
(La chaleur spécifique et la dissociation du chlore). — P. 385.

La densité du chlore est normale de 300 à 1.450, sa valeur par

rapport à l'air est 2,4494. La chaleur moléculaire est donnée par la formule

$$C_{v,m}^{Cl^2} = 5,431 + 0,0005T$$

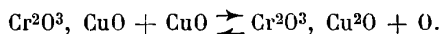
et par suite elle est plus grande que celle des gaz diatomiques. Jusqu'à 300°, il existe des molécules Cl^2 ; au delà de 1.450°, le chlore commence à se séparer en atomes, et la formule de Nernst permet d'avoir le degré de dissociation.

NOYES et RATO. — Ueberführungsversuche mit Salpeter- und Salzsäure (Recherches sur les nombres de transport dans les acides azotique et chlorhydrique). — P. 420.

Il en résulte que le nombre de transport de l'anion des acides et, par suite, le rapport de la vitesse de l'anion à celle de l'ion H est un peu plus élevé pour de très faibles concentrations ($\frac{1}{1000}$ normales et au-dessous) que pour des concentrations moyennes (0,05 à 0,005 normales). Ce fait explique les différences des nombres obtenus par divers auteurs.

L. WÖHLER et P. WÖHLER. — Ueber die Dissociation von Chromoxyden und Kupfer-Chromoxyden (Sur la dissociation des oxydes du chrome et des chromites de cuivre). — P. 440.

L'auteur détermine le domaine de stabilité de CrO^2 et de CrO^3 et les conditions de l'équilibre représenté par



De même la destruction du chromate de Cu donne l'oxychromite $4Cr^2O^3, 5CuO$, lequel a son tour donne Cr^2O^3, Cu^2O .

BYK. — Zur thermodynamischen und elektrochemischen Berechnung photochemischer Reaktionen (Le calcul thermodynamique et électrochimique des réactions photochimiques). — P. 454.

Pour arriver aux équations directement vérifiables de la vitesse de réaction et de l'équilibre à la lumière, on a admis cette hypothèse basée sur la théorie électromagnétique que l'action photochimique est une espèce d'électrolyse.

Dans une théorie purement thermodynamique, on admet, par analogie avec l'électrolyse ordinaire, que le travail chimique fourni par le courant est proportionnel à l'énergie lumineuse employée. Dans quelques cas, ce travail chimique peut se calculer par les lois osmotiques, comme la transformation de l'anthracène en dianthracène, en solution. L'accord est bon entre les résultats du calcul et de l'expérience.

La réaction lumineuse se superpose simplement à celle qui se fait dans l'obscurité et, en effet, la dépolymérisation du dianthracène s'exprime par une équation du même ordre dans les deux cas et avec la même constante.

FLASCHNER. — Die gegenseitige Löslichkeit der Piperidine mit Wasser (La solubilité mutuelle de la piperidine et de l'eau). — P. 493.

Les courbes de la solubilité mutuelle obtenues pour l'eau et la pipéridine ainsi que les méthyl-éthyl-propylpipéridines sont fermées. Si t est la température du point critique inférieur, ϵ la constante diélectrique, elles se rangent dans l'ordre suivant :

	t	ϵ
Piperidine.....	277°	4,33
Methyl.....	48°,3	2,9
Ethyl.....	7°,45	2,49
Propyl.....	20°	2,26

DOLGOLENKO. — Ueber die untere kritische Löslichkeitstemperatur zweier Flüssigkeiten (Sur la température critique inférieure dans la solubilité des deux liquides). — P. 499.

Dans le cas de l'alcool butylique secondaire et de l'eau, l'existence d'un point critique minimum est dû à la présence d'impuretés dans l'alcool, quand on les élimine peu à peu, la courbe de solubilité ne se ferme plus.

A. VON ANTROPOFF. — Die pulsierende quecksilber-Wasserstoffperoxydkatalyse. I, II, III (La catalyse périodique de l'eau oxygénée par le mercure. I, II, III). — P. 513.

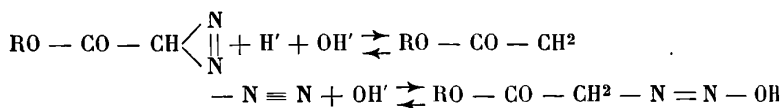
Cette catalyse n'a lieu que si la surface de séparation se recouvre d'une peau. Le dégagement d'oxygène n'a lieu que le long des lignes

qui limitent cette peau dont le déchirement est la condition préalable indispensable de l'activité du phénomène. La stabilité de la peau dépend d'un grand nombre de conditions. Ainsi l'addition d'acétate de sodium fait disparaître la périodicité du dégagement d'oxygène qui devient continu, tandis que celle de l'acide acétique fait disparaître la catalyse. Ceci est le résultat de la dissolution de la peau qui a lieu sous l'action de l'acide acétique en présence de traces de nitrate de potassium.

Au point de vue physique, le phénomène est une électrolyse intermittente de H^2O^2 pendant laquelle la résistance électrique est constante. Le dégagement d'oxygène est à peu près proportionnel à la longueur des lignes limites de la membrane et du mercure brillant; la formation de la membrane est due à la chute d'un précipité (probablement HgO), et elle se déchire sous l'action de tensions mécaniques; aux lignes limites, il se développe des courants locaux qui dissolvent cathodiquement la membrane et dégagent anodiquement de l'oxygène.

MUMM. — Die Kinetik des Diazoessigesters und das Verdünnungsgesetz (La cinétique de l'éther diazoacétique et la loi de dilution). — P. 589.

L'étude faite sur l'éther diazoacétique confirme la distinction entre les sels de diazoïques, où N est trivalent, et les sels de diazonium, où N est pentavalent, de sorte que, au contact de l'eau, on a les réactions suivantes :



qui se déduit en donnant $R - CO - CH^2OH + N^2$.

SCHUEKAREW. — Ueber die innere Energie gelöster Stoff (Sur l'énergie interne des substances dissoutes). — P. 601.

On porte en abscisses le nombre de molécules de phénol dissoutes par litre d'eau et en ordonnées la chaleur de mélange. Pour toute température supérieure à la température critique des deux liquides, les courbes sont convexes du côté des abscisses; quand la température baisse, la courbure diminue et, pour la température critique, on a une droite parallèle à l'axe des abscisses.

ABEGG. — Bemerkungen zu Herrn van Laars Aufsatz
(Remarque sur la note de M. van Laar). — P. 607.

ROTINJANZ. — Die Zähigkeitsänderung des flüssigen Schwefels
(La variation de viscosité du soufre liquide). — P. 609.

Les expériences faites entre 120 et 448° montrent que les courbes de viscosité sont soumises à l'influence des conditions antérieures du soufre, en particulier dépendent du fait qu'il a été chauffé déjà. Les variations de viscosité ne sont pas dues à la présence du soufre amorphe insoluble.

USHER. — Ueber die Löslichkeit von NO in wässerigen Lösungen von FeSO_4 , NiSO_4 , CoSO_4 , und MnCl_2 (Sur la solubilité de NO dans les solutions aqueuses de FeSO_4 , NiSO_4 , CoSO_4 et MnCl_2). — P. 622.

La première solution a seule un vrai pouvoir absorbant, dans les autres le sel diminue la solubilité de NO dans l'eau pure. La solution de SO_4Fe réduit partiellement NO à l'état de N_2O et de N.

L. WÖHLER, PLUDDMANN et P. WÖHLER. — Beitrag zur Aufklärung des Schwefelsäure-Kontaktprozesses (Contribution à l'explication de la production d'acide sulfurique par le procédé de contact). — P. 641.

L'étude des actions de contact de Cr_2O_3 , CuO , de leurs mélanges, de Fe_2O_3 , Al_2O_3 , ThO_2 , CeO_2 , SiO_2 et TiO_2 , faite jusqu'à 900°, montre que pour tous, l'action catalytique croît d'une façon analogue avec la température sans avoir de maximum. Cette action dépend beaucoup de l'état de la surface, mais n'est pas proportionnelle à la grosseur des grains du catalyseur. Cette catalyse s'explique bien en admettant l'existence intermédiaire d'une solution solide, soit d'un gaz, soit d'une combinaison chimique.

C. VAN ROSSEM. — Das System: Chloral und Wasser
(Le système: chloral et eau). — P. 681.

Le point de fusion du chloral pur est 57°,5, le point d'ébullition est de 97° sous 740 millimètres. Il existe troishydrates du chloral: 1° un semihydrate $\text{H}_2\text{O}, 2\text{CCl}_3\text{CHO}$, qui se forme lentement et se dissocie

à sa fusion vers 49° ; 2° le monohydrate ordinaire dissocié lentement à sa température de fusion $47^{\circ},4$; 3° un heptahydrate se formant très rapidement et fondant à point fixe à 1° , sans dissociation.

MARTINSEN. — Beiträge zur Reaktionskinetik der Sulfierung
(Contributions à la cinétique de la sulfonation). — P. 713.

Les études faites sur le paranitrotoluène ont montré que la réaction est du premier ordre pour le corps dissous dans SO^4H^2 . La réaction est ralentie par l'eau produite. La sulfonation est d'autant plus rapide que l'acide est plus fort et que la température est plus élevée. L'auteur indique un procédé de mesure rapide permettant de suivre la sulfonation.

DRUCKER et KRŠNJAVI. — Die Ueberführungszahl der verdünnten Salzsäure
(Le nombre de transport de l'acide chlorhydrique dilué). — P. 731.

Ce nombre de transport du chlore dans l'acide chlorhydrique très dilué est 0,170 à 18° , ce qui conduit, pour la mobilité de l'ion H, au nombre 313.

FASSBENDER. — Einfluss der stillen Entladung auf explosive Gasmische
(Influence de la décharge silencieuse sur les mélanges gazeux explosifs). — P. 743.

L'explosion du mélange $\text{CO} + \text{O}$ est accélérée parce qu'il y a formation d'ozone qui impressionne le papier imprégné de KI ; mais, d'une façon générale, ce champ alternatif agit comme ionisant et les ions atomiques se combinent bien plus facilement. On ne peut montrer l'existence de ces ions, car leur combinaison donne rapidement les molécules neutres.

A. SÈVE.

INTERFÉRENCES PRODUITES PAR LES RAIES NOIRES DU SPECTRE SOLAIRE ;

Par MM. Ch. FABRY et H. BUISSON.

L'emploi des phénomènes interférentiels donne des méthodes bien connues pour la comparaison des longueurs d'onde de diverses radiations. L'arrangement le plus simple consiste à partir de radiations monochromatiques distinctes que l'on fait tomber sur l'appareil interférentiel. Lorsqu'on étudie une source émettant un grand nombre de radiations monochromatiques, il est commode d'avoir à la fois les phénomènes d'interférence produits par toutes ces radiations, ce qui conduit à les séparer par un appareil dispersif après le passage à travers l'appareil interférentiel (1).

Dans certains cas (spectre solaire par exemple), on a à étudier des raies noires, c'est-à-dire des radiations absentes dans un spectre continu. En isolant, avant l'appareil interférentiel, la raie noire et un peu du spectre continu qui l'encadre, on peut obtenir, avec les franges de lames argentées, des phénomènes d'interférence dans lesquels on a l'aspect complémentaire de celui que donnerait une raie brillante occupant la place de la raie noire (2). On ne peut étudier ainsi qu'une raie à la fois. Mais, comme dans le cas précédent, on peut aussi mettre le spectroscopie après l'appareil interférentiel. En se plaçant dans des circonstances convenables, on obtient un spectre dans lequel chaque raie noire donne des interférences, produisant un aspect exactement complémentaire de celui qu'on aurait avec un spectre à raies brillantes. Il semble que l'on ait des interférences produites par des raies noires, c'est-à-dire par des radiations absentes dans le spectre. Ce phénomène, en apparence paradoxal, s'explique par les considérations suivantes.

Les interférences à l'infini produites par une lame à faces parallèles argentées, sont projetées par une lentille dans son plan focal. Une radiation monochromatique traversant l'appareil donnerait dans ce plan un système d'anneaux ayant l'aspect de cercles brillants très déliés séparés par de larges espaces sombres si le pouvoir ré-

1) BUISSON et FABRY, *Mesures de longueurs d'onde pour l'établissement d'un système de repères spectroscopiques* (*J. de Phys.*, 4^e série, VII, p. 169; 1908).

2) FABRY et PEROT, *Mesures de longueurs d'onde en valeur absolue; spectre solaire et spectre du fer* (*Annales de Ch. et de Ph.*, 7^e série, XXV, p. 98: 1902).

flecteur des surfaces argentées est élevé. La lumière traverse ensuite un spectroscopie sans astigmatisme dont la fente occupe le diamètre vertical des anneaux.

A travers l'appareil ainsi disposé faisons passer une lumière donnant un spectre continu. Avant l'appareil dispersif, on ne peut pas observer d'interférences : le spectroscopie va les faire apparaître. Supposons le spectroscopie à fente infiniment fine, et ayant un pouvoir de définition infini, de telle manière qu'à chaque point du champ corresponde une radiation rigoureusement définie. Dans le spectre, la lumière se répartit alors en lignes brillantes formant des cannelures légèrement courbes : d'un point à un autre de la fente, la différence de marche varie, elle est maximum au point où se projette le centre des anneaux, et décroît de part et d'autre comme le carré de la distance à ce point. A mesure que l'épaisseur de l'appareil interférentiel augmente, les franges deviennent plus serrées. Ces cannelures ont l'aspect ordinaire aux franges des lames argentées : ce sont des lignes brillantes dont la largeur est faible par rapport à celle des espaces noirs qui les séparent ; cet effet est d'autant plus marqué que le pouvoir réflecteur est plus élevé. En somme, pour chaque radiation, c'est-à-dire pour chaque ligne verticale du spectre, les interférences ramassent la lumière en certains points.

Si l'on élargit la fente, les lignes brillantes qui forment les cannelures s'élargissent d'une quantité égale à la largeur de la fente, et, lorsque chaque bande brillante rejoint la bande voisine, les cannelures disparaissent. L'aspect est devenu celui d'un simple spectre continu, comme si l'appareil interférentiel était enlevé ; toutefois, la constitution de ce spectre est très différente de celle d'un spectre continu avec fente large. Dans ce dernier cas, chaque radiation monochromatique se répartit uniformément sur un rectangle, image de la fente, et en chaque point on a un mélange de radiations. Au contraire, dans le spectre dont l'aspect est devenu continu par disparition des cannelures, chaque radiation occupe seulement des lignes horizontales dont la longueur est égale à la largeur de la fente. Les radiations voisines s'échelonnent en hauteur, avec un très petit décalage horizontal correspondant à la dispersion du spectroscopie. Les petits traits de lumière monochromatique remplissent tout le champ lorsque la fente a la largeur voulue, et l'œil, qui n'est pas un appareil spectroscopique, ne distingue pas le spectre ainsi obtenu d'un spectre continu ordinaire.

Pour une largeur de la fente plus grande que celle-là, les cannelures reparaissent, chaque trait empiétant sur le suivant.

D'autre part, pour un pouvoir de définition limité, les cannelures ont sensiblement leur aspect théorique lorsqu'elles sont peu serrées (différence de marche faible); si la différence de marche va en augmentant, les cannelures perdent d'abord leur aspect de bandes brillantes fines, s'estompent et finissent par disparaître lorsque leur intervalle tombe au-dessous du pouvoir de définition du spectroscopie. On admettra que l'on n'arrive pas à ce cas.

Supposons maintenant une raie noire dans le spectre. Elle est forcément de largeur finie, c'est-à-dire que toutes les radiations comprises entre deux limites déterminées sont absentes, ou d'intensité négligeable. Avec une fente étroite, on aura les cannelures, lignes brillantes fines, coupées par la raie noire. Celle-ci ne se manifeste qu'aux points où elle rencontre une cannelure brillante, par une interruption de la cannelure. Cet aspect n'est pas commode pour les mesures, et d'ailleurs la luminosité est faible. Elargissons la fente. Cela revient à juxtaposer des aspects analogues au précédent, mais déplacés dans le sens horizontal. Les cannelures élargies sont alors coupées par des traits noirs horizontaux. On a dans le spectre deux espèces d'intervalles sombres : les intervalles entre les cannelures brillantes et les traits noirs relatifs aux radiations absentes ; ce sont ces derniers qui sont intéressants pour les mesures ; il y a intérêt à faire disparaître les premiers. C'est ce qui a lieu lorsque la fente a la largeur qui fait disparaître les cannelures. Il ne reste plus alors que les traits noirs, dont la dimension dans le sens horizontal est égale à la largeur de la fente, alignés verticalement sur l'image de la raie, et qui se détachent sur un fond uniforme.

Ce que l'on a dit plus haut sur la constitution du spectre continu dont on a fait disparaître les cannelures fait d'ailleurs comprendre immédiatement ce dernier résultat : les diverses radiations sont séparées en hauteur, et l'on obtient des traits noirs correspondant à celles qui manquent.

L'épaisseur, dans le sens vertical, des traits noirs correspondant à une raie, dépend de la largeur de celle-ci. On obtient ainsi des rectangles noirs ; lorsque l'épaisseur de chacun est devenue assez grande pour qu'il rejoigne le rectangle voisin, les interférences cessent d'être visibles, et la raie est uniformément noire dans le sens de sa hauteur. Cela arrive lorsque l'ordre d'interférence varie d'une unité dans la lar-

geur de la raie noire. La largeur de la raie, dans un spectre parfaitement pur, est alors égale à la distance de deux cannelures. Avec un appareil interférentiel d'épaisseur e , la largeur maxima $d\lambda$ d'une raie pouvant donner des interférences est donnée par :

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{2e} = \frac{1}{p},$$

p étant l'ordre d'interférence. Inversement, pour une raie donnée, les interférences cesseront d'être observables lorsque l'épaisseur de l'appareil interférentiel dépassera la limite e donnée par la même équation.

Dans tout ce qui précède, on a raisonné comme si le pouvoir réflecteur des lames argentées était égal à 1, ce qui produit les cannelures infiniment nettes. En réalité il n'en est pas ainsi ; les cannelures sont légèrement estompées. Il en résulte une limite du pouvoir de définition interférentiel, tout à fait analogue à la limite du pouvoir de résolution spectroscopique, et qui fait que les raies de largeur inférieure à une certaine limite ne sont pas visibles pour une différence de marche donnée. Par suite, pour l'observation d'une raie donnée, l'épaisseur de l'appareil interférentiel ne doit pas descendre au-dessous d'une certaine limite, qui peut être évaluée à un vingtième de la limite supérieure.

On peut faire une théorie plus complète du phénomène en étudiant l'intensité lumineuse en chaque point du champ. Pour avoir cette intensité il faut faire intervenir : 1° les propriétés de l'appareil dispersif ; 2° celles de l'appareil interférentiel ; 3° la répartition de la lumière au voisinage de la raie noire.

1° Si l'on considère le spectroscope seul, une radiation rigoureusement monochromatique donne non pas une ligne infiniment fine, mais une ligne de largeur finie plus ou moins estompée. On peut tracer la courbe d'intensité lumineuse, en portant, en chaque point du champ, une ordonnée proportionnelle à l'intensité en ce point. Avec une fente très fine, on a la courbe A (*fig. 1*), d'autant plus étroite que le pouvoir de définition est plus élevé ; si la fente s'élargit, la courbe a un palier et présente la forme A'.

Prenons un spectre continu et considérons un point déterminé M dans le champ. En ce point, on aurait une radiation rigoureusement monochromatique λ_0 , si le pouvoir de définition était infini et la fente infiniment fine. En réalité, les radiations voisines empiètent, et on a

non seulement la radiation λ_0 , mais aussi les radiations voisines de part et d'autre de celle-ci ; leurs intensités sont données par la courbe de définition précédente. Finalement, on peut représenter par une courbe l'intensité, en ce point M, des diverses radiations ; on obtient une courbe identique à la courbe A, mais dans laquelle les abscisses sont maintenant les longueurs d'onde, la radiation λ_0 correspondant à l'axe de symétrie de la courbe.

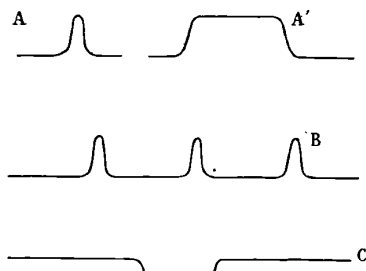


FIG. 1.

En prenant un autre point du champ, tout se passe de la même manière, sauf que λ_0 a changé, ce qui revient à faire glisser la courbe dans le sens des abscisses ou à changer sa graduation en longueurs d'onde.

2° Si l'on prend l'appareil interférentiel seul et qu'on examine le phénomène projeté par la lentille dans son plan focal, en un point donné de ce champ on a une différence de marche déterminée Δ , et l'ordre d'interférence $p = \frac{\Delta}{\lambda}$ varie avec la longueur d'onde. On peut représenter par une courbe l'intensité lumineuse en fonction de λ . On a ainsi la courbe B (fig. 1), formée de maxima étroits par rapport à la distance qui les sépare, et cela d'autant plus que le pouvoir réflecteur des surfaces argentées est plus élevé. D'un point à l'autre du plan focal, en particulier d'un point à l'autre de la fente du spectroscope, la différence de marche Δ varie légèrement. Si l'on trace, pour un autre point de la fente, la courbe analogue à la précédente, la position des maxima est modifiée ; la courbe a le même aspect, mais elle a glissé d'une certaine quantité dans le sens de ses abscisses.

3° On va étudier le spectre solaire, spectre continu avec raies noires. On peut définir l'une d'elles par la courbe d'intensité en

fonction de λ . En supposant le milieu de la raie complètement noir, on a une courbe telle que C (fig. 1).

Les aspects observés, suivant les différents cas, dépendent de la considération de deux ou trois de ces courbes, qui vont permettre de trouver la loi de répartition de l'intensité lumineuse dans le champ.

I. *Visibilité des raies noires dans un spectroscopie sans appareil interférentiel.* — Dans un spectroscopie à pouvoir de définition infini, la courbe d'éclairement dans le champ serait exactement la courbe C. Mais le spectroscopie est caractérisé par la courbe A. Considérons un point M du champ pour lequel la longueur d'onde centrale est λ_0 , et cherchons l'intensité lumineuse en ce point. Traçons (fig. 2) la courbe A centrée sur λ_0 , et la courbe C. Les produits des ordonnées de ces deux courbes donnent les intensités des diverses radiations qui se superposent en M. La somme de ces intensités donne l'éclairement au point M. En répétant la même opération pour les divers points du champ, on aura l'aspect du phénomène.



FIG. 2.

Si le spectroscopie a un pouvoir de définition très élevé, la courbe A est très étroite, et la courbe d'intensité dans le champ est sensiblement la courbe C; la courbe s'altère si le pouvoir de définition diminue, ou si la largeur de la fente augmente. Si la courbe A s'étale assez pour déborder notablement la largeur de la courbe C, l'éclairement ne sera pas nul, mais seulement affaibli, même au milieu de l'image de la raie; celle-ci finit par disparaître complètement, mais seulement lorsque le pouvoir de définition est devenu bien inférieur à celui qui est nécessaire pour séparer deux raies dont la distance est égale à la largeur de la raie noire. C'est ainsi que l'on voit dans le spectre solaire des raies dont la largeur ne dépasse pas 0,1 angström avec un spectroscopie qui ne sépare pas les raies D dont la distance est de 6 angströms.

II. *Cannelures dans un spectre continu sans raie noire.* — Si une lumière donnant un spectre continu traverse l'appareil interférentiel,

puis le spectroscope, on a le phénomène bien connu du spectre cannelé. Lorsque le pouvoir de définition est infini, à chaque point d'une ligne horizontale du spectre correspond une seule longueur d'onde, et la courbe de répartition des intensités est exactement la courbe B (fig. 1). Si l'on élargit la fente, la courbe de la répartition de la lumière s'obtient comme dans le cas précédent : on a des bandes brillantes d'intensité constante, à bords nets, séparées par des intervalles noirs. Pour une largeur de la fente égale à celle des cannelures, celles-ci disparaissent complètement. D'autre part, si c'est le pouvoir de définition qui diminue, les cannelures s'estompent, puis disparaissent comme cessent de se distinguer deux raies brillantes très voisines.

Comme, d'un point à l'autre de la fente, la différence de marche varie un peu, les cannelures sont courbes. Leur concavité est tournée vers le violet, et le point où la tangente est verticale correspond au point de la fente où se projette le centre des anneaux.

III. *Interférences dans le spectre avec raie noire.* — Supposons que le spectre renferme une raie noire. Elle est définie par la courbe C (fig. 3) : la raie est supposée complètement noire et à bords nets.

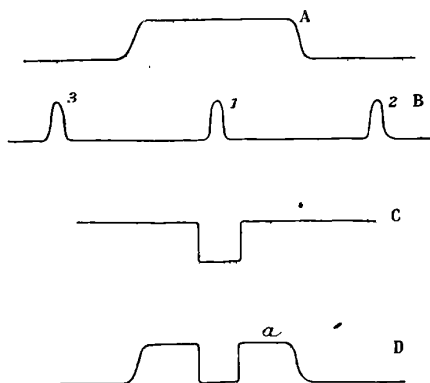


FIG. 3.

Prenons un appareil interférentiel d'épaisseur telle que la distance de deux cannelures dépasse la largeur de la raie, sans être infiniment plus large. Donnons à la fente la largeur convenable pour faire disparaître les cannelures, pour rétablir la continuité d'éclairement dans le spectre. La courbe de définition du spectroscope est alors A. Examinons spécialement ce qui se passe au milieu de l'image de la

raie noire. En l'absence de phénomène d'interférence, on voit que l'on a, en ce milieu, non pas une radiation simple, mais la superposition d'une série de radiations voisines, dont les intensités en fonction de λ s'obtiennent en faisant le produit des ordonnées des deux courbes précédentes, C et A, ce qui donne une courbe D.

Si un phénomène d'interférence intervient, les intensités des radiations sont modifiées par un facteur, représenté en fonction des λ par la courbe B ; pour avoir l'intensité lumineuse en chaque point, il faut faire la somme des intensités ainsi modifiées. Faisons varier le point considéré, en hauteur le long de la fente. La seule modification, d'un point à un autre, est un glissement de la courbe B dans le sens de ses abscisses. Considérons un point de la fente pour lequel un maximum de B coïncide avec le milieu de la raie noire. On aura, en ce point, obscurité complète : le maximum 1 est coupé par la raie noire ; les maxima voisins 2, 3 et les autres ne donnent aucun éclaircissement, car ils tombent en dehors de la courbe D. Pour un autre point de la fente, la courbe B est légèrement déplacée, le maximum 1 tombe dans la région α , et conserve toute son intensité : l'éclaircissement est alors le même que celui du fond continu du spectre. On a donc, en se déplaçant le long de la raie, des points noirs se détachant sur le fond uniforme du spectre. Ces points occupent exactement la place des points brillants que donnerait une raie lumineuse isolée de même longueur d'onde que la raie noire.

Si l'on fait varier la différence de marche, l'intervalle des cannelures change, et il faut faire varier corrélativement la largeur de la fente, afin que les cannelures restent invisibles. Les interférences dues à la raie noire n'apparaissent que lorsque la différence de marche est comprise entre deux limites :

1° Si la différence de marche est très faible, les cannelures sont très espacées, les maxima de la courbe B sont très élargis, et ils ne peuvent plus être annulés par le creux de la courbe D. Soit $d\lambda$ la largeur de la raie, e l'épaisseur de l'appareil interférentiel, $p = \frac{2e}{\lambda}$ l'ordre d'interférence. La distance de deux cannelures est, en longueur d'onde, $\frac{\lambda}{p}$. Admettons que la largeur d'un maximum de la courbe B soit $\frac{1}{10}$ de la distance de deux maxima. Les interférences de la raie noire cesseront d'être observables lorsque la largeur $d\lambda$ de la raie

sera notablement plus faible que la largeur $\frac{1}{10} \frac{\lambda}{p}$ du maximum, par exemple la moitié. Cette limite aura donc lieu pour $d\lambda = \frac{1}{20} \frac{\lambda}{p}$. La limite inférieure de l'ordre d'interférence permettant d'utiliser cette raie noire sera donc :

$$p_1 = \frac{1}{20} \frac{\lambda}{d\lambda}.$$

2° Si la différence de marche devient très grande, les cannelures sont très serrées, et par suite la fente doit être très étroite. Au milieu de la raie, sans interférences, il n'y a plus du tout de lumière, et quelle que soit la position de la courbe B, aucune lumière ne peut y être amenée. Aucun phénomène d'interférence n'est plus observable. Cela a lieu lorsque la distance de deux maxima de la courbe B est au plus égale à la largeur de la raie. La limite supérieure de l'ordre d'interférence est donc :

$$p_2 = \frac{\lambda}{d\lambda}.$$

Dans toutes les mesures de longueurs d'onde ou de déplacements d'une raie, on devra employer des interférences comprises entre ces deux limites. La limite supérieure, obtenue en prenant des différences de marche de plus en plus grandes, permet de mesurer la largeur des raies.

RECHERCHES SUR LES CENTRES ÉLECTRISÉS DE FAIBLE MOBILITÉ DANS LES GAZ (Suite) (1);

PAR M. MAURICE DE BROGLIE.

VII. — IONISATION PAR BARBOTAGE. — INFLUENCE DE LA NATURE DU LIQUIDE.

Exposé de la question.— Nous venons d'examiner des phénomènes dans lesquels la présence simultanée de petits ions et de particules matérielles donnait naissance à une ionisation du gaz douée d'une certaine persistance. Il nous a paru intéressant d'étudier au même

(1) Voir *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 869 ; 1909.

point de vue le phénomène connu sous le nom d'*ionisation par barbotage*, dans lequel on obtient aussi une persistance relative de la conductibilité, et de chercher si l'on y retrouve des conditions analogues.

Dans le phénomène de l'ionisation par barbotage, c'est la charge totale portée par le gaz qui a été étudiée la première avant qu'on cherchât à en préciser les supports. Lord Kelvin, en 1894, a montré que l'air qui a barboté dans l'eau est chargé négativement et que cette charge diminue quand on ajoute à l'eau des matières salines ou des acides, le signe de la charge pouvant même se renverser.

Lénard, frappé de la conductibilité de l'air au voisinage des chutes d'eau, avait dès 1892 rapporté ce phénomène à la pulvérisation de l'eau. C'est ainsi qu'en étudiant la charge de l'air au voisinage de gouttes qui viennent s'écraser sur un plateau, il la trouva négative, tandis que l'eau prenait une charge complémentaire. Là aussi la pureté de l'eau intervient d'une façon très sensible ; les sources naturelles donnent des résultats très divers, et l'eau de mer un signe contraire à celui de l'eau pure.

J.-J. Thomson (1894) a montré que les effets produits par des traces infimes de substances étrangères, par exemple par des solutions à peine colorées de rosaniline, étaient intenses. Puis, Kosters (1900) a déterminé la proportion d'acide sulfurique qui correspond au point de renversement de signe de la charge totale, qui est alors nulle en valeur absolue : il a trouvé 0,007 pour 100 ; la charge passe du signe — au signe +.

Dans le cas de l'écrasement de gouttes, Lénard a aussi trouvé une influence considérable de la nature du gaz environnant.

Les travaux les plus récents ont encore apporté de nouveaux renseignements, mais en montrant combien la question est complexe. Kaehler (*Ann. der Physik*, 1903) a fait voir que la charge totale des gaz était due à la différence des charges portées par de véritables ions, les uns positifs, les autres négatifs, dont la proportion relative varie avec la composition du liquide employé. Si c'est de l'eau et qu'elle soit pure, les ions négatifs prédominent largement.

M. D. Pacini (*Ac. dei Lincei*, 1904) a également étudié l'électrisation par barbotage dans l'eau contenant des traces de matières colorantes.

Aselmann, dans un mémoire détaillé (*Ann. der Physik*, 1906), a étudié la mobilité des ions produits par l'écrasement de gouttes de solution de chlorure de sodium, et il a trouvé une très grande variété

de mobilités. Ainsi, pour l'eau pure et les ions négatifs, les valeurs extrêmes seraient 4 cm. par seconde et $2,7 \cdot 10^{-1}$ cm. par seconde avec une valeur moyenne de 10^{-2} cm. par seconde. Pour une solution à 0,2 pour 100 de chlorure de sodium, ce physicien trouve pour les ions négatifs des mobilités de 4 cm. par seconde à $1,9 \cdot 10^{-3}$ cm. par seconde, et pour les ions positifs, de $8,8 \cdot 10^{-2}$ cm. par seconde à $6 \cdot 10^{-4}$ cm. par seconde.

Il est certain que les agglomérations ainsi étudiées présentent une très grande diversité de grosseurs et peut-être de charge.

Enfin, M. L. Bloch (*Comptes rendus*, 1^{er} juillet 1907) a apporté de nouvelles confirmations aux résultats précédents et mesuré, dans le cas du barbotage dans l'eau pure, des mobilités moyennes de $1^{\text{mm}},15$ pour les ions négatifs et de $0^{\text{mm}},8$ pour les ions positifs, en déterminant également le point neutre dans le cas du barbotage de l'air dans les solutions sulfuriques.

Nous venons de signaler les différents procédés employés pour produire ce genre d'ionisation. Dans nos recherches, nous avons utilisé seulement le passage d'un gaz dans un liquide à travers un orifice étroit.

Le phénomène est complexe. La conductibilité du gaz dépend d'une foule de conditions : nature chimique et état du gaz, nature du liquide, température, forme et dimensions de l'orifice, distance de l'orifice à la surface libre, dimensions du vase (à cause de la recombinaison), et surtout valeur de la différence de pression de part et d'autre de l'orifice étroit. Ce sont autant de conditions qui influent sur les résultats.

Nous nous sommes plus spécialement attaché à montrer l'influence du liquide et du gaz. A condition d'opérer avec un barboteur déterminé et une dépression toujours sensiblement la même, à la température du laboratoire, on élimine sans difficulté l'effet des autres causes de variation, et l'on obtient des résultats suffisamment constants.

La plupart des résultats cités plus loin ont été obtenus avec une dépression d'une dizaine de centimètres de mercure, et des diamètres d'orifice de quelques dixièmes de millimètre.

Influence de la nature du liquide. — Les phénomènes observés conduisent à classer les liquides que nous avons étudiés en deux groupes :

- | | | |
|------------------------|---|---|
| | } | 1° Les solutions salines aqueuses ; |
| 1 ^{er} groupe | | 2° Les solutions aqueuses d'alcool et d'éther, etc. ; |
| Liquides actifs... | | 3° L'alcool éthylique, l'alcool méthylique, l'éther, l'acétone, l'aldéhyde, etc. |
| | } | 4° La benzine, l'éther de pétrole, l'essence de térébenthine, l'huile de vaseline, le xylène, le toluène, l'air liquide, etc. |
| 2 ^e groupe | | |
| Liquides inactifs. | | |

Phénomènes présentés par les liquides actifs. — 1° *Solutions salines.* — On introduit de l'eau distillée dans le flacon barboteur soigneusement lavé. On mesure le courant produit par le barbotage dans des conditions bien définies. On répète cette mesure en remplaçant plusieurs fois l'eau distillée; on trouve des courants de plus en plus lents. On continue ainsi jusqu'à ce que plusieurs lavages consécutifs donnent des résultats identiques.

On ajoute alors successivement dans le barboteur des quantités connues de solutions salines titrées, et l'on mesure les courants obtenus en recueillant soit les ions positifs, soit les ions négatifs.

En traçant les courbes qui ont pour ordonnées les courants et pour abscisses les concentrations en fraction de liqueur normale, on obtient pour un grand nombre de sels, chlorures de sodium, de potassium, de baryum, bromure et iodure de potassium, pour les acides sulfurique, chlorhydrique, acétique, pour la potasse, des courbes très analogues entre elles que présente la *fig. 1*.

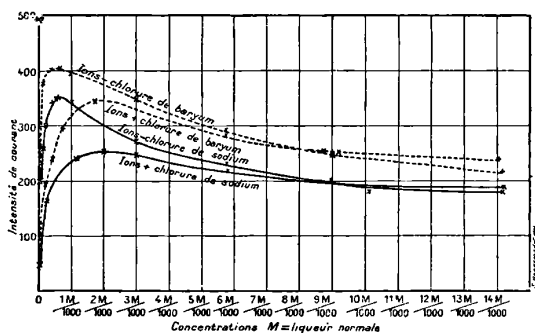


FIG. 1.

On voit que ces courbes ont toutes une même allure. Nous reviendrons plus loin sur cette courbe.

L'inspection de la *fig. 6* montre immédiatement que le nombre des ions positifs, très faible au début, s'accroît rapidement pour de

très petites quantités de sel, tout en restant inférieur à celui des ions négatifs. Il passe par une sorte de maximum aplati dans la région qui va de $\frac{M}{1000}$ à $\frac{M}{500}$, puis diminue lentement vers les fortes concentrations.

La courbe des ions négatifs part d'une valeur encore assez forte, passe par un maximum très accusé aux environs de $\frac{M}{2000}$ et redescend ; elle coupe la courbe des ions positifs sous un angle faible vers $\frac{M}{100}$, reste longtemps dans son voisinage, puis s'abaisse notablement vers les fortes concentrations.

La charge totale du gaz est représentée dans la *fig. 1* par la différence des ordonnées correspondantes des deux courbes. Elle commence donc par être négative, ne varie pas beaucoup jusqu'au maximum de la courbe des ions négatifs, puis diminue, s'annule, devient positive et finit par prendre une valeur notable après être restée faible pendant un long intervalle.

Nous avons d'ailleurs retrouvé ces derniers résultats directement, en faisant passer le gaz dans un tube rempli de tournure de cuivre (*fig. 2*) relié à l'électromètre et convenablement protégé contre les actions électrostatiques.

La teneur saline des eaux usuelles correspond à la région où la charge totale est faible.

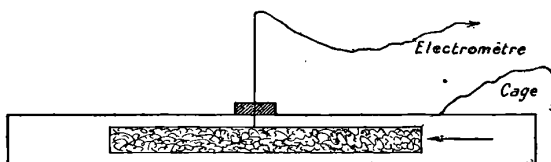


FIG. 2.

Dans la branche montante des deux courbes, l'ionisation du gaz constitue un réactif très sensible des variations de concentration, comme le montrent les chiffres suivants :

	Liquide, 100 centimètres cubes d'eau distillée	$\frac{M}{4000}$	Courant
+ 1	centimètre cube solution chlorhydrique	92
+ 2	—	111
+ 3	—	130
+ 4	—	147

On arrive ainsi à déceler couramment, sans aucune difficulté, une variation de concentration de l'ordre de 10^{-7} gr. par centimètre cube.

2° *Solutions aqueuses d'alcool et d'éther.* — Les expériences précédentes ont montré que la conductibilité de l'air qui a barboté dans les solutions salines étendues est un réactif très sensible permettant de déceler la présence dans l'eau de traces de matières salines. Il était intéressant de rechercher si des faits analogues se produisent lorsqu'on dissout dans l'eau des liquides organiques tels que l'alcool l'aldéhyde, l'éther, l'acétone, etc.

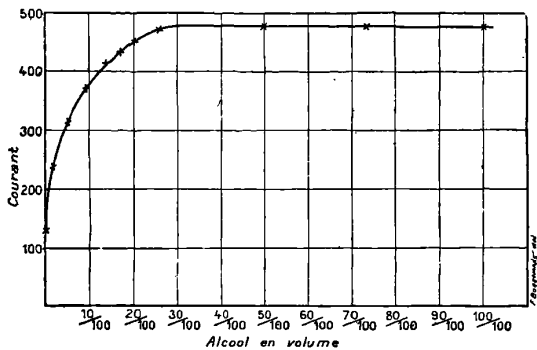


FIG. 3.

L'expérience montre que l'allure des courbes représentant l'ionisation du gaz en fonction de la concentration du liquide est absolument différente. La figure 3 représente les résultats obtenus pour des mélanges d'eau et d'alcool. On voit que la conductibilité augmente régulièrement avec la concentration jusqu'à une valeur de saturation qui est celle de l'alcool pur (nous verrons en effet que ce liquide donne un effet d'ionisation beaucoup plus considérable que celui de l'eau). Cette valeur de saturation est atteinte pour un mélange contenant 30 pour 100 d'alcool.

L'effet produit par l'addition des premières quantités d'alcool est

d'ailleurs beaucoup plus faible, à nombre égal de molécules, que celui des solutions salines, comme le montre le tableau suivant :

Tableau de comparaison.

Potasse		Alcool	
Concentration	Conductibilité	Concentration	Conductibilité
0	100	0	100
<u>M</u>		<u>M</u>	
152 000	134	152 000	104
<u>M</u>		<u>M</u>	
38 500	229	38 500	113
<u>M</u>		<u>M</u>	
4 000	422	4 000	116

L'éther présente deux régions de miscibilité avec l'eau. Dans la première (solution d'éther dans l'eau), les résultats obtenus sont analogues à ceux que donne l'alcool. Pour la seconde région (solubilité de l'eau dans l'éther), le froid produit par la vaporisation abaisse notablement la température du liquide ; de ce fait les nombres obtenus aux différents instants ne sont pas comparables. Il ne tarde pas d'ailleurs à se former des cristaux qui obstruent l'orifice étroit du barboteur et empêchent de continuer les expériences.

3° *Liquides autres que l'eau.* — Les expériences ont porté sur un grand nombre de liquides. Citons : l'alcool méthylique, l'alcool éthylique, l'éther, l'acétone, l'aldéhyde, l'acide sulfurique pur bouilli, l'aniline ; le barbotage dans ces liquides donne des centres chargés.

Second groupe : *Liquides inactifs.* Nous avons examiné entre autres : la benzine, le toluène, le xylène, le sulfure de carbone, le tétrachlorure de carbone, le pentane, l'hexane, l'essence de térébenthine, le chloroforme.

Tandis que le barbotage de l'air dans les liquides du premier groupe donne des centres CHARGÉS, dans les liquides du second groupe, on n'obtient que des centres NEUTRES chargeables au radium.

Le tableau suivant donne une idée de quelques-uns des résultats obtenus :

	Temps pour 15 centimètres d'échelle	
	Barbotage simple	Barbotage avec charge des centres neutres par le radium
Hexane.....	450 sec.	13 sec.
Sulfure de carbone.....	très grand	15
Tétrachlorure de carbone..	} + très grand	+ 26
	- 480	- 21

Dans ce second groupe, il y a lieu de ranger l'air liquide, dans lequel le barbotage se fait sans difficulté, à la seule condition de débarrasser l'air qui barbote de vapeur d'eau et de gaz carbonique.

L'intensité des effets observés avec les alcools nous a conduit à examiner aussi le rôle du phénol. Sa dissolution dans la benzine constitue un liquide se rangeant nettement dans la première catégorie.

Jusqu'à présent rien de bien net ne permet de prévoir dans quelle catégorie se rangera un corps donné. Chaque groupe contient, en effet, des corps de viscosités et de volatilités très diverses. On peut cependant remarquer que, au point de vue de la conductibilité électrique, les liquides du premier groupe se comportent comme l'eau.

Signalons enfin que le mercure ne rentre dans aucune des catégories précédentes. Il ne fournit, en effet, ni centres chargés ni centres neutres par barbotage. Il y a lieu de remarquer que ces conditions sont toutes différentes de celles où l'agitation du mercure dans un vase communique à l'air une électrisation notable (Lénard).

Liquides visqueux, glycérine, huile de vaseline, etc. — Les solutions de glycérine dans l'eau donnent des ions de mobilité très faible et d'autant mieux définie que la mousse est plus abondante. La glycérine pure et l'huile de vaseline ne donnent ni centres neutres ni centres chargés.

Remarque. — Dans toutes ces expériences, pour qu'il y ait production de centres (chargés avec les liquides de la première catégorie, neutres avec ceux de la seconde), il est absolument essentiel que le tube effilé plonge dans le liquide, c'est-à-dire qu'il y ait réellement barbotage. Si cette condition n'est pas remplie, le gaz sortant du barboteur, même abondamment chargé de vapeurs, ne présente aucune des propriétés indiquées.

Barbotage par les différents gaz. — Nous avons essayé l'action de l'oxygène et de l'hydrogène. Le barbotage de ces gaz présente les mêmes caractères que celui de l'air, ce qui écarte l'hypothèse que les phénomènes puissent être dus à une action chimique du gaz sur le liquide.

Même au point de vue quantitatif, on ne peut noter aucune différence importante, à condition bien entendu d'opérer toujours avec des débits du même ordre, ce qui exige l'emploi, dans le cas de l'hydrogène, de dépressions notablement plus faibles que pour l'air,

par suite de l'aptitude particulière de l'hydrogène à passer à travers les orifices étroits.

Dans ce dernier gaz, les mobilités ont aussi une valeur sensiblement plus forte que dans les autres.

VIII. — IONISATION PAR BARBOTAGE. — ACTION DES RADIATIONS IONISANTES.

Dispositif. — A la sortie du barboteur, les gaz passent dans un ballon de 3 litres où ils peuvent être exposés au rayonnement d'un sel de radium ou d'une ampoule à rayons X. Ce ballon est placé à une certaine distance du condensateur chargé de recueillir les ions, et l'on s'assure, par des expériences directes de contrôle, que le radium et les rayons X n'exercent aucune action sur les appareils, soit directement, soit par l'entraînement des petits ions qu'ils produisent.

Nous avons vu que dans ces conditions les centres neutres, si le gaz en contient, se chargent en partie en se transformant en véritables ions positifs et négatifs. C'est le phénomène que présentent, avec la plus grande netteté, les gaz ayant barboté dans les liquides de la seconde catégorie.

Nous avons énoncé, à propos des centres neutres de diverses origines que nous avons déjà rencontrés, une propriété caractéristique et remarquable, celle de donner aux gaz qui les contiennent une aptitude toute spéciale à s'ioniser par le barbotage. Nous étudions plus longuement ce phénomène dans la suite. Disons simplement ici que cette propriété appartient au même degré aux centres neutres dont nous nous occupons actuellement.

Tout autres sont les phénomènes présentés par les gaz ayant barboté dans les liquides de la première catégorie. *L'exposition aux radiations ionisantes, au lieu de donner aux gaz des propriétés conductrices, leur enlève au contraire une partie de celles qu'ils possédaient*, ainsi que le montre le tableau suivant :

	Courant (unité arbitraire)	
	Ions +	Ions -
Sans exposition au radium.....	30	100
Avec exposition au radium.....	4	14

Des expériences directes nous ont montré que le mécanisme de

cette décharge doit être interprété de la façon suivante : les ions de barbotage, parcelles arrachées à la surface liquide, portent des charges valant un grand nombre de fois la charge élémentaire ; l'effet du radium est de les ramener vers l'état d'équilibre en neutralisant les charges en excès par les petits ions qu'il produit.

Barbotage d'un gaz contenant des centres neutres. — Dans toutes les expériences d'ionisation par barbotage décrites jusqu'ici, le gaz ne contenait pas de centres avant son arrivée dans le liquide. Ce sont les conditions dans lesquelles on se trouve placé tout naturellement lorsqu'on fait passer de l'air puisé directement dans l'atmosphère. Il est aisé de constater, en effet, qu'il ne prend aucune conductibilité permanente appréciable, lorsqu'on le soumet au rayonnement du radium ⁽¹⁾.

Le cas où l'on fait barboter, dans une solution saline, un gaz contenant des centres neutres, présente un intérêt particulier : le courant obtenu à l'électromètre possède une intensité de beaucoup supérieure à celle qu'on observe avec de l'air ordinaire. Le phénomène se reproduit d'ailleurs, quelle que soit l'origine des centres neutres employés ; peu importe qu'ils proviennent d'une flamme, d'une étincelle, du barbotage dans un liquide inactif, du chauffage d'un corps humide, etc.

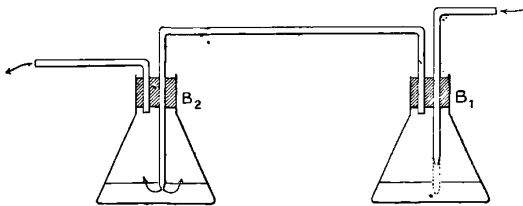


FIG. 4.

On peut, par exemple, mettre le phénomène en évidence par l'expérience suivante, très démonstrative :

On dispose à la suite l'un de l'autre deux barboteurs (fig. 4). Le premier, B_1 , contenant de la benzine cristallisable, est susceptible de fournir des centres neutres. Le second, B_2 , contenant une solution saline, reçoit le gaz qui sort du premier.

(1) L'air atmosphérique peut contenir des gros ions neutres accompagnant les gros ions chargés qu'il renferme souvent, mais en quantité très faible ; on s'en débarrasserait, du reste, très aisément par filtration.

On fait d'abord une mesure en maintenant le tube de B_1 en dehors de son liquide. La solution contenue dans B_2 reçoit alors de l'air chargé de *vapeur de benzine* et *n'ayant pas barboté*.

On enfonce ensuite le tube de B_1 de manière que son extrémité plonge dans la benzine. Toutes les conditions restent les mêmes, sauf que le gaz qui arrive dans B_2 s'est chargé de centres neutres par son barbotage dans le liquide de B_1 ; en particulier, la dépression (qui influe, nous le savons, sur les nombres observés) garde la même valeur. Le courant observé dans ces nouvelles conditions est plus intense que le premier.

Cet accroissement de l'ionisation par barbotage ne saurait être attribué, dans l'expérience actuelle, à une modification chimique de la solution saline B_2 due à de la benzine entraînée à l'état ordinaire. Une telle modification présenterait, en effet, une certaine persistance. Or le courant reprend sa valeur primitive dès qu'on supprime la production de centres neutres dans B_1 en soulevant le tube hors de la benzine.

Le fait que le phénomène est indépendant de la source qui produit les centres neutres suffirait d'ailleurs pour écarter cette objection.

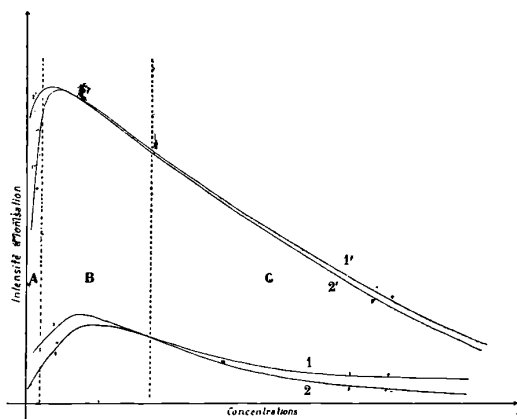


FIG. 5.

Charge des centres neutres par barbotage dans des solutions diversement concentrées. — Nous venons de montrer que la présence de centres neutres, dans l'air qui barbote dans des solutions diluées, a pour effet de faire varier l'ionisation, et notamment de l'augmenter

très fortement dans le cas des solutions très étendues. Traçons les courbes (fig. 17) en prenant pour abscisses les concentrations en fractions de molécule, et pour ordonnées respectivement : courbes 1 et 2, l'ionisation due aux ions positifs et négatifs dans le cas de l'air filtré, courbes 1' et 2', l'ionisation due aux ions positifs et négatifs quand l'air qui barbote est chargé d'une certaine quantité de centres neutres.

La différence des ordonnées des courbes 1' et 2' et des ordonnées de 1 et 2 pourra servir à apprécier le nombre des charges qui n'étaient pas utilisées dans le barbotage simple et qui se fixent sur les centres neutres quand le gaz en contient.

On peut considérer successivement trois régions :

Région A, concentrations inférieures à $\frac{M}{5000}$:

Les courbes 1 et 2 sont basses ; 2 est au-dessus de 1 : 1' et 2' sont élevées au-dessus de l'axe des abscisses ; 2' est au-dessus de 1'.

Région B, concentrations de $\frac{M}{5000}$ à $\frac{M}{100}$:

Les courbes 1 et 2 ont monté ; elles sont voisines l'une de l'autre et se coupent vers la fin de cette région ; les courbes 1' et 2' sont presque confondues, très élevées au-dessus de l'axe des abscisses, et passent par un maximum.

Région C, concentrations supérieures à $\frac{M}{100}$:

Les courbes 1 et 2 baissent lentement : 1 est au-dessus de 2 ; les courbes 1' et 2', toujours presque confondues ensemble, baissent et tendent à se confondre avec 1 et 2.

On voit donc que dans la région C la présence des centres neutres tend à ne plus influencer ; le barbotage semble ne pas libérer plus de charges que ne peuvent en prendre les centres qu'il fournit lui-même ; ces centres sont alors gros.

Dans la région B, le barbotage fournit des centres moyens et beaucoup plus de charges que de centres.

Dans la région A, le barbotage seul fournit encore beaucoup de charges, mais de moins en moins de centres : l'effet des centres neutres, qui est intense, montre, par sa diminution et sa dissymétrie vers les grandes dilutions, que les charges disponibles commencent à décroître, les positives disparaissant plus vite que les négatives, quand la quantité d'électrolyte dissous devient extrêmement faible.

Interprétation des faits observés dans l'ionisation par barbotage.
 — On peut établir un rapprochement intéressant⁽¹⁾ entre les phénomènes observés dans le barbotage d'un gaz à travers un liquide et les considérations, énoncées au début de ce travail, sur la formation des gros ions par *diffusion* sur des agglomérations matérielles, relativement grosses, de centres chargés beaucoup plus petits (petits ions).

Les liquides que nous avons appelés *actifs* émettraient, par barbotage avec de l'air ordinaire, de petits ions et de grosses agglomérations matérielles. Les petits ions seraient en nombre plus que suffisant pour charger toutes les grosses agglomérations et les transformer en gros ions peu mobiles et persistants. L'introduction préalable de centres neutres dans le gaz qui barbote aurait simplement pour effet d'augmenter le nombre des grosses agglomérations présentes et susceptibles de capter de petits ions.

Ainsi s'expliqueraient l'absence de centres neutres dans le gaz provenant du barbotage de l'air ordinaire et l'accroissement de la conductibilité persistante dû à l'introduction des centres neutres dans le gaz qui barbote.

Les liquides dits *inactifs* ne seraient pas susceptibles d'émettre par barbotage de petits ions; ils fourniraient seulement de grosses agglomérations neutres. La présence préalable de centres neutres dans le gaz ne saurait dans ces conditions le rendre conducteur. C'est en effet ce qu'on observe lorsqu'on met dans le barboteur un liquide inactif. Que le gaz introduit contienne ou non des centres neutres, il ne présente en aucun cas une conductibilité à la sortie de l'appareil.

X. — POUSSIÈRES EN SUSPENSION. DIFFUSION ET EXAMEN OPTIQUE.

On sait que les poussières fines peuvent rester en suspension dans les liquides en formant un ensemble relativement stable, quand le diamètre des particules diminue et se rapproche, d'une manière que les spécialistes considèrent aujourd'hui comme continue, des véritables solutions colloïdales.

La diffusion éprouvée par la lumière d'un faisceau convergent

¹⁾ Avec la différence cependant qu'ici les phénomènes ne se passent pas en volume; mais seulement sur une zone superficielle très mince.

décèle la présence de particules au sein des liquides qui ne sont pas optiquement vides et permet, grâce aux procédés ultramicroscopiques, d'apercevoir individuellement les centres lorsqu'ils sont assez gros.

Dans les gaz, on peut faire des observations analogues : des particules très fines peuvent rester en suspension fort longtemps.

Diffusion. — Quand ces particules sont solides, deux causes au moins tendent à les faire disparaître du sein du gaz : la pesanteur et la diffusion aux parois.

Dans un gaz tranquille, la pesanteur communique à une sphère de 0,1 de diamètre une vitesse de chute de l'ordre de 1 millimètre à l'heure.

Quant à la diffusion aux parois, elle s'effectue par le mécanisme suivant : les forces de cohésion fixent aux parois les particules qui s'en sont suffisamment approchées. Il en résulte que le milieu s'appauvrit en particules au voisinage des parois ; l'agitation thermique du gaz tend à rétablir l'homogénéité d'autant plus vite que la température est plus élevée ; d'où une diffusion continue.

L'effet de fixation est d'autant plus marqué que les corps en contact sont moléculairement plus différents. Au contact solide-gaz, ou au contact liquide-gaz, la tendance à la fixation est plus énergique qu'au contact solide-liquide ; dans les suspensions liquides, par exemple, les parties s'accablent à la surface libre plutôt que contre les parois mouillées.

Dans le cas des gaz, nous avons tenté de mesurer, par une méthode analogue à celle que Townsend a appliquée aux petits ions, le coefficient de diffusion des gros centres. Le gaz passait dans un diffuseur spécial composé d'un faisceau de 250 tubes capillaires de 50 centimètres de longueur. On comparait les indications de l'électromètre à l'entrée et à la sortie du diffuseur. Des complications résultant de la perte de pression que subit le courant gazeux par suite de son passage à travers les orifices très étroits, ainsi que la petitesse extrême du coefficient à mesurer ($K = 0,00055$ environ), ne nous ont pas permis de considérer ces expériences comme de véritables mesures. Elles ont cependant permis de vérifier que le coefficient de diffusion décroît avec la mobilité à peu près proportionnellement.

Examen optique. — La diffusion de la lumière peut mettre en évidence dans les gaz des agrégations plus petites peut-être que

dans les liquides, à cause de la différence plus grande des indices des poussières et du milieu.

C'est dans cet ordre d'idées que nous avons réalisé un appareil très simple pour observer le faisceau d'un arc dans un tube parcouru par le gaz à étudier. La figure 6 en montre la disposition; des diaphragmes et le vernis mat intérieur permettent d'éviter autant que possible les réflexions diffuses sur les parois et d'observer sur fond noir.

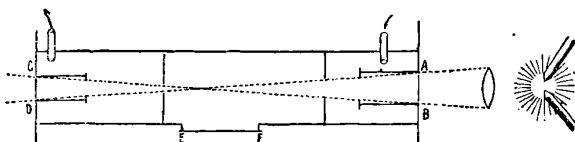


FIG. 6.

Dans le cas des liquides, la méthode du faisceau diffusé est plus sensible que l'observation ultramicroscopique; elle révèle la structure discontinue du milieu, alors qu'il contient trop peu de granules pour qu'on puisse aisément les voir ou lorsque ces granules ont un diamètre trop faible (inférieur à $10 \mu\mu$) pour que leur ensemble soit résoluble avec les plus forts éclairages employés.

Dans le cas des gaz nous pensons aussi que le faisceau peut révéler des particules que ni l'électromètre, si elles ne sont pas chargées, ni l'ultramicroscope ne pourraient déceler.

Nous avons examiné, au moyen de ce procédé, les gaz d'étincelle et les gaz de barbotage.

Gaz d'étincelle. — L'air sec et filtré passe sur l'étincelle d'une bobine d'induction, puis dans l'appareil dont nous venons de parler; l'étincelle, longue d'environ 1 millimètre, est faiblement condensée à l'aide d'une petite bouteille de Leyde.

En employant des électrodes de différents métaux, on observe toujours un faisceau visible grâce à la diffusion de la lumière sur les particules; le sodium, le thallium, le plomb, l'étain, le bismuth donnent un faisceau intense; le zinc, le fer, l'aluminium, le cuivre, le platine, un faisceau plus faible.

Dans le cas du sodium, si l'air est humide, les particules fixent de l'eau et tendent à devenir de véritables gouttelettes; ce fait pourrait peut-être être rapproché des propriétés condensatrices de l'éma-

nation du radium, signalées par M^{me} Curie; si l'on songe que les analogies chimiques du radium le font placer à côté des métaux alcalino-terreux.

Gaz de barbotage. — Nous savons que la mobilité des ions produits par le barbotage de l'air dans les solutions salines diminue à mesure que la concentration augmente, en tendant vers la mobilité des gros ions. L'observation du faisceau confirme ce résultat; la quantité de lumière diffusée, liée au nombre et à la grosseur des particules, augmente très nettement quand on ajoute à l'eau de faibles quantités de sels. Rappelons aussi qu'en dirigeant ces gaz dans un bec Bunsen, on peut obtenir de très belles flammes colorées.

Phénomènes observés avec l'éclairage latéral. — L'examen ultramicroscopique va nous amener à des constatations tout à fait intéressantes.

Les expériences de Zsigmondy l'ont conduit à admettre un diamètre de l'ordre de $10 \mu\mu$ pour les plus fines particules visibles individuellement à l'ultramicroscope : des traînées lumineuses irrésolubles peuvent être composées de corps encore plus petits, si bien qu'il peut être permis de penser que les molécules au moins les plus complexes peuvent diffuser la lumière.

La formule de Stokes, d'autre part, évalue à une vingtaine de $\mu\mu$ le diamètre des particules supposées sphériques qui se déplaceraient dans le champ électrostatique avec une vitesse égale à la mobilité des gros ions; il s'ensuit que ces ions devraient pouvoir être vus dans un faisceau lumineux et même distingués individuellement par voie ultramicroscopique, si leurs dimensions atteignent le chiffre que nous venons de citer.

En fait, une expérience déjà ancienne de Zéleny montre que des filets de fumée de chlorhydrate d'ammoniaque ne sont pas déviés dans un champ faible, mais s'incurvent vers les électrodes quand on fait agir des rayons de Röntgen sur le gaz qui les entoure. Cette expérience a été donnée comme mettant en évidence les courants gazeux produits par le déplacement des petits ions.

M. E. Bloch, dans sa thèse sur l'émanation du phosphore, a discuté cette expérience et montré que, si le champ devient suffisant pour que des mobilités de l'ordre de celles des gros ions puissent se manifester, on voit les fumées contenues dans le gaz du phosphore dévier et tendre à se bifurquer vers les électrodes; ce résultat, qui se

produisait dans un champ uniforme, a conduit M. Bloch à identifier les poussières avec les ions du phosphore, et a confirmé la présence de charges de faible mobilité et des deux signes au sein du gaz.

On peut aller plus loin : les fumées ordinaires sont en général résolubles en examinant sous un faible grossissement un faisceau lumineux condensé qui les traverse ; c'est ce qu'ont fait Zsigmondy, puis Puccianti et Vigezzi, qui ont noté les particularités et l'intensité du mouvement brownien dans ce cas, et même mis en évidence des oscillations dues à des ondes sonores.

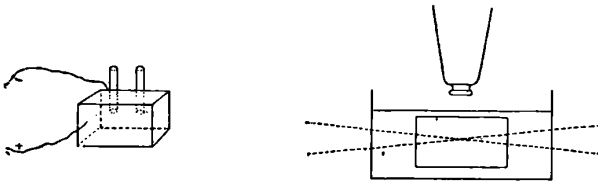


FIG. 7.

J'ai complété l'appareil en ajoutant, à la cuve qui contient les gaz, deux faces métalliques opposées entre lesquelles on peut établir un champ électrostatique (Fig. 7) ; le tout est immergé dans un bain d'huile de vaseline, qui évite d'une façon satisfaisante le trouble dû aux mouvements thermiques de convection. La cuve à gaz peut avoir comme dimensions quelques centimètres de longueur sur un carré de 1 centimètre de côté de section. Pour les expériences sur les ions de faible mobilité, un champ de 100 volts par centimètre convient, ainsi qu'un grossissement d'une vingtaine de diamètres. Le faisceau lumineux doit être à la fois intense et étroit.

La cuve étant remplie par exemple de fumée de tabac⁽¹⁾, on observe nettement les phénomènes suivants :

Les particules sont visibles sous la forme de points blancs brillants animés de vifs mouvements browniens, et l'ensemble reste immobile si les conditions thermiques sont réalisées, ce à quoi on parvient assez facilement.

On établit le champ, et l'on voit une partie des granules aller dans le sens du champ, une autre en sens contraire, tandis qu'une troi-

(1) Ou de toute autre suspension gazeuse chargée, gaz ayant passé sur des étincelles, poussière provenant de cristaux décrépités, etc.

sième fraction ne se transporte pas : ce sont les gros ions positifs, négatifs et les centres neutres ⁽¹⁾.

L'application du champ a pour effet d'amener au bout de peu de temps la disparition des centres chargés, qui atteignent les parois des électrodes et y restent attachés ; on voit qu'en effet, après quelques minutes, les particules restantes sont celles qui n'obéissent pas au champ.

Soumettons ensuite le gaz aux rayons du radium ; l'expérience électrométrique nous a montré qu'alors une partie des centres neutres se charge et se transforment en gros ions des deux signes.

Le microscope confirme les résultats de l'électromètre ; une fraction des anciennes particules neutres se montre sensible au champ après exposition aux rayonnements ionisants.

Toute une série d'applications intéressantes découle de ce mode d'observation.

Ainsi la mobilité peut se mesurer directement, en déterminant le temps que les ions mettent à parcourir un espace linéaire connu dans le champ du microscope : l'ordre de grandeur des phénomènes se prête très bien à cette mesure.

On peut suivre la répartition des centres au voisinage des électrodes, ainsi que les fronts d'ions s'avancant dans le même sens ; on peut balancer le champ et suivre les trajectoires et l'oscillation des centres ; on peut enfin étudier directement les causes qui peuvent charger des particules en suspension dans un gaz.

Enfin, le résultat qui n'est pas le moins important de tout ceci, c'est qu'on peut arriver à voir directement les centres qui produisent la conductibilité des gaz chargés en gros ions.

Si l'on songe que les propriétés électriques de ces gaz peuvent se déduire de celles des gaz soumis aux rayons de Röntgen, en supposant simplement une mobilité plus faible aux agglomérations, on ne peut s'empêcher de voir là un argument indirect, mais frappant, en faveur de la théorie même qui attribue la conductibilité des gaz en général à des ions des deux signes, chargés individuellement et obéissant dans leur ensemble aux lois de l'électrostatique ⁽²⁾.

(1) Rappelons que les granules des solutions colloïdales liquides sont tous transportés par le courant, et tous dans le même sens.

(2) Voir pour une étude plus récente des suspensions gazeuses *le Radium*, juillet 1909, p. 204.

CONCLUSIONS.

En résumé nous avons été amené, par les recherches qui viennent d'être exposées, à formuler les conclusions suivantes :

I. — *a.* Un mélange d'air et d'hydrogène, ayant passé dans un tube chauffé au rouge, contient des centres matériels chargés des deux signes ayant la mobilité des gros ions.

b. Cette propriété est liée à la formation possible de produits condensables, tels que l'eau dans l'expérience précédente ; elle manque lorsque les produits formés sont tous gazeux à froid, dans le cas, par exemple, d'un mélange d'air et d'oxyde de carbone.

c. La nature de la conductibilité du gaz provenant de la flamme d'oxyde de carbone, brûlant dans l'air sec et filtré, confirme ces résultats ; il ne se produit que des petits ions que nous avons décelés au moyen d'une méthode spéciale.

II. — *a.* Il peut exister en suspension, dans un gaz, des centres neutres susceptibles de se transformer en gros ions par exposition à divers agents producteurs de petits ions (radium, rayons X, lumière ultraviolette, flamme d'oxyde de carbone).

b. Ces centres existent en particulier, dans les gaz de flamme, les gaz de barbotage de certains liquides (benzine, etc.). On peut aussi en obtenir par la chauffe de corps légèrement humides.

c. Entre autres caractères, ils possèdent la propriété très remarquable de se charger par barbotage dans les milieux liquides ionisants (eau, solutions salines, alcools).

III. — *a.* L'étude du barbotage des gaz dans les liquides, après nous avoir permis de citer quelques nouveaux traits du phénomène, nous a conduit à diviser les liquides en deux groupes, ayant des propriétés nettement distinctes, suivant qu'ils cèdent aux gaz des ions chargés ou des centres neutres.

b. L'action du radium sur les gaz sortant des liquides ionisants présente la particularité intéressante de diminuer l'intensité de l'ionisation dans le gaz.

c. Enfin nous avons découvert et étudié la propriété qu'ont ces liquides de charger les centres neutres préalablement existants dans le gaz.

IV. — En examinant à l'ultramicroscope les poussières en suspension dans un gaz conducteur soumis à l'action d'un champ électro-

statique, nous avons pu observer la présence d'ions des deux signes et des centres neutres, mesurer leur mobilité et retrouver les résultats déjà fournis par la méthode électrométrique.

Nous avons déjà insisté sur l'appui que ce mode d'observation apporte à la théorie des ions.

**LIGNES D'AIMANTATION D'UNE COUCHE SPHÉRIQUE AIMANTÉE
PAR INDUCTION MAGNÉTIQUE DANS UN CHAMP UNIFORME (Suite) (1);**

Par M. L. DE LA RIVE.

Discussion de la courbe. — En coordonnées rectangulaires on a d'après la fig. 1 :

$$z = r \cos \theta, \quad x = r \sin \theta.$$

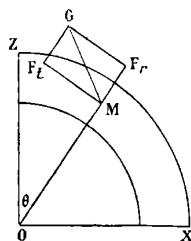


FIG. 1.

Reprenons l'équation (7), qui donne :

$$x = \sin \theta_0 \left(\frac{1 - 2m}{1 - 2m \frac{a'^3}{p^3}} \right)^{\frac{1}{2}} a', \quad z = \frac{x}{\tan \theta},$$

lorsque r tend vers ∞ , on voit par (7) que θ tend vers 0, mais x tend vers une limite qui est :

$$\sin \theta_0 a' \sqrt{1 - 2m},$$

tandis que z tend vers ∞ . La courbe a donc pour asymptote une parallèle à l'axe des z , qui en est distante de la valeur trouvée pour

(1) Voir *J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII, p. 670; 1909.

la limite des x . Cette distance est très petite, à cause de la petitesse de $1 - 2m$, lorsque μ a une valeur un peu grande. Pour $\mu = 500$, comme c'est le cas pour le fer, $\sqrt{1 - 2m}$ est égal à 0,03, en sorte que les asymptotes de toutes les lignes se confondent presque avec l'axe des x .

A partir de son point initial sur le cercle a' , la courbe commence par tourner sa concavité vers le centre, et elle est près d'être tangente aux cercles qu'elle coupe lorsque r augmente et que θ diminue. En effet, la valeur de $\tan u$ donnée par (4) est très grande lorsque r diffère peu de a' . C'est ainsi que, pour θ_0 égal à 45° , l'angle u sur le cercle a' est de plus de 89° , ce qui est bien près d'être la tangence. D'autre part, en s'approchant de son asymptote, la courbe finit par tourner sa convexité vers le centre, comme le montre la fig. 2.

On trouve le point d'inflexion de la courbe par le calcul suivant, en partant de l'équation (7) élevée au carré :

$$\sin^2 \theta = \sin^2 \theta_0 \left(\frac{1 - 2m}{1 - 2m \frac{a'^3}{r^3}} \right) \frac{a'^2}{r^2},$$

multipliant par r^2 et remarquant que :

$$r \sin \theta = x, \quad r^2 = x^2 + z^2,$$

et faisant, pour abrégier, $2ma'^3 = q$, l'équation devient :

$$(9) \quad x^2 \left[1 - \frac{q}{(x^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \right] = C^{te}.$$

En différentiant, on obtient :

$$-\frac{dz}{dx} = \frac{2r^3}{3q \sin \theta \cos \theta} + \frac{1}{3 \sin \theta \cos \theta} - \frac{\cos \theta}{\sin \theta}.$$

et le premier membre est la tangente de l'angle de la courbe avec l'axe oz . Il faut donc, pour trouver le point d'inflexion, différentier cette expression et égaliser à zéro le résultat, car la variation de la tangente est du même signe que celle de l'angle pour un angle plus petit qu'un droit. On obtient ainsi :

$$\frac{6r^2 dr}{3q \sin \theta \cos \theta} - \frac{2r^3}{3q} \left(\frac{\cos^2 \theta - \sin^2 \theta}{\sin^2 \theta \cos^2 \theta} \right) d\theta - \frac{1}{3} \left(\frac{\cos^2 \theta - \sin^2 \theta}{\sin^2 \theta \cos^2 \theta} \right) d\theta + \frac{d\theta}{\sin^2 \theta} = 0.$$

D'autre part, pour tout point de la courbe, dr et $d\theta$ sont liés par l'équation (5) :

$$\frac{dr}{d\theta} = -r \frac{(r^3 - q)}{r^3 + \frac{q}{2}} \times \frac{1}{\text{tang } \theta}.$$

En introduisant cette relation de manière à rendre $d\theta$ facteur commun du premier membre, on trouve après diverses simplifications :

$$(10) \quad r^6 - qMr^3 - q^2N = 0, \\ M = \frac{7 - 5 \sin^2 \theta}{2(4 - 5 \sin^2 \theta)}, \quad N = \frac{2 - \sin^2 \theta}{4(4 - 5 \sin^2 \theta)}.$$

et la solution pour r en fonction de θ est :

$$(11) \quad \frac{r}{a} = \sqrt[3]{2m} \sqrt{\frac{M}{2} \pm \sqrt{\frac{M^2}{4} + N}}.$$

Du double signe de la solution de l'équation du second degré, le signe $+$ est seul à retenir. En effet, r doit être positif, ce n'est pas le cas pour la solution $-$ lorsque M et N sont positifs. Ceci a lieu tant que le dénominateur de M et N l'est lui-même, ce qui donne pour limite supérieure à $\sin \theta$ la valeur $\sqrt{\frac{4}{5}}$ correspondant à l'angle $63^\circ 26'$, qui donne à r une valeur infinie. Lorsque θ dépasse cette limite, M et N devenant tous deux négatifs la solution $+$ est seule positive.

D'autre part, pour que la solution de (11) soit valable, il faut qu'elle soit plus grande que l'unité, ce qui donne :

$$\frac{M}{2} + \sqrt{\frac{r^2}{4} - N} > \frac{1}{2m},$$

ce qui conduit, en remplaçant M et N par leurs valeurs, à :

$$\sin^2 \theta (5 - 5m - m^2) > 4 - 7m - 2m^2.$$

Les deux nombres sont positifs lorsque m varie entre 0 et $\frac{1}{2}$, ce qui correspond pour μ aux limites 1 et ∞ . Par conséquent la limite inférieure de $\sin \theta$ est donnée par :

$$\sin^2 \theta = \frac{4 - 7m - 2m^2}{5 - 5m - m^2}.$$

On trouve pour μ égal à 500, cette limite inférieure égale à $4^\circ 28'$.

Si on cherche à éliminer r ou θ entre les équations (7) et (11), on obtient une équation du 9^e degré qu'on ne peut pas résoudre. Par la solution de (11), $\frac{r}{a}$ est donné en fonction de θ pour tout point d'inflexion, et on peut se donner arbitrairement une valeur de θ , trouver celle de $\frac{r}{a}$ et de ces deux valeurs déduire celle de θ_0 , la constante de la courbe, par (7). Par interpolation on trouvera les valeurs du point d'inflexion pour les valeurs intermédiaires de θ_0 .

En partant de la seconde forme de la ligne d'aimantation (8) pour chercher le point d'inflexion, l'équation (9) ne change pas, et la seule différence est la valeur de la constante, qui n'est la même que si a_0 est égal à a' . Les résultats qu'on vient d'obtenir sont donc applicables aux lignes ayant leur origine sur ox et, étant données les valeurs de r et de θ d'un point d'inflexion, on trouve la valeur correspondante de a_0 par la relation (8), qui se met sous la forme :

$$(12) \quad u^3 + pu + q = 0, \\ u = \frac{a_0}{r}, \quad p = - \left(1 - 2m \frac{a'^3}{r^3} \right) \sin^2 \theta, \quad q = - 2m \frac{a'^3}{r^3}.$$

Cette équation du troisième degré n'a qu'une racine réelle, qui est donnée par la solution trigonométrique (1):

$$\sin \varphi = \frac{\left(\frac{-p}{3} \right)^{\frac{2}{3}}}{\frac{q}{2}}, \quad \tan \psi = \left(\frac{\varphi}{2} \right)^{\frac{1}{3}}, \\ u = - \frac{\left(q \cos^2 \frac{\varphi}{2} \right)^{\frac{1}{3}}}{\cos^2 \psi}.$$

En résumé, lorsque θ croît à partir de sa limite inférieure, la valeur trouvée par (11) pour $\frac{r}{a}$ donne $\sin \theta_0$ par l'équation (7) et la limite supérieure est l'unité. Au delà le point d'inflexion n'appartient plus à une ligne de la première espèce, mais à une ligne ayant son origine sur ox , et la limite supérieure de θ est celle qui rend $\frac{r}{a}$ infini, car elle correspond à une valeur infinie de a_0 .

1) BRIOT et BOUQUET, p. 128.

Sur les lignes de force dans le champ dû à la couche sphérique et au champ inducteur. — Pour compléter l'étude de la couche sphérique, j'ai cherché l'équation de la ligne de force dans le champ. On l'obtient en déterminant l'angle u' de la résultante, analogue à u , sauf que le point M de la *fig. 1* est hors de la couche, au lieu d'être compris entre les cercles a et a' . Les valeurs de F_r et F_t de (3) deviennent :

$$(13) \quad \begin{cases} F_r = \left(F + 2\varphi \frac{a^3}{r^3} - 2\varphi' \frac{a'^3}{r^3} \right) \cos \theta, \\ F_t = \left(F - \varphi \frac{a^3}{r^3} + \varphi' \frac{a'^3}{r^3} \right) \sin \theta. \end{cases}$$

Et l'on trouve :

$$\begin{aligned} \operatorname{tang} u' &= \frac{r^3 - m'a'^3}{r^3 + 2m'a'^3}, \\ m' &= \frac{(\mu - 1)(2\mu + 1)(1 - a^3)}{2(\mu - 1)^2(1 - a^3) + \varphi\mu}. \end{aligned}$$

Et l'équation différentielle de la ligne de force est :

$$\frac{dr}{r} \left(\frac{r^3 - m'a'^3}{r^3 + 2m'a'^3} \right) = - \frac{d\theta}{\operatorname{tang} \theta},$$

qui s'intègre par le même procédé que la précédente et donne :

$$(14) \quad \sin \theta = \sin \theta_0 \left(\frac{1 + 2m'}{1 + 2m' \frac{a^3}{r^3}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{a}{r},$$

θ_0 étant la coordonnée angulaire du point initial sur le cercle a . Il faut remarquer que m' est toujours plus petit que 1 ; en effet, cette inégalité est équivalente à :

$$3(1 - a^3) < \frac{9\mu}{\mu - 1}.$$

Le second membre a pour limite inférieure 9, ce qui donne :

$$1 - a^3 < 3.$$

Il en résulte pour la discussion de la courbe, que θ diminue constamment lorsque r croît. En effet, la dérivée de la quantité sous le radical du second membre de (14) est :

$$2 \left(r - m' \frac{a^3}{r^2} \right),$$

qui est toujours positive, puisque m' est plus petit que 1, et que r est plus grand que a .

On voit que la courbe a pour asymptote une parallèle à oz menée à une distance donnée par :

$$a \sin \theta_0 \sqrt{1 + 2m'}$$

D'autre part, θ tend vers 0 pour $r = \infty$, et l'ensemble des lignes de force qui aboutissent à la sphère extérieure forment un cylindre, dont le rayon est :

$$a \sqrt{1 + 2m'}$$

Pour μ égal à 500 et α égal à $\frac{1}{10}$, $\sqrt{1 + 2m}$ est égale à 1,59.

Si l'on suppose la sphère pleine, en faisant α égal à zéro dans la valeur de m' , on trouve 1,75. Il y a donc une plus forte condensation des lignes de force pour la sphère pleine que pour la couche sphérique.

Les lignes de flux intérieures sont des parallèles à oz . Il est à noter qu'aux points où une ligne de flux rencontre la surface, les tangentes des angles de la ligne de flux et de la ligne d'aimantation sont dans le rapport $\frac{1}{\mu}$, suivant la réfraction magnétique. On le vérifie aisément pour les lignes intérieures. Sur le cercle a' , on a :

$$\text{tang } u = \frac{1 + m}{1 - 2m} \times \text{tang } \theta = \mu \text{ tang } \theta.$$

TABLEAU DES VALEURS NUMÉRIQUES POUR LE TRACÉ DES LIGNES

$$\mu = 500, \quad a' = 100.$$

Lignes partant de a'						Lignes partant de oz			
r	θ	θ	θ	θ	θ	α_0	101	102	103
						r	θ	θ	θ
100	15°	30°	45°	60°	90°	102	46° 32'		
101	4° 28'	8° 39'	12° 48'	15° 7'	17° 30'	104	31° 18'	46° 10'	60° 18'
102	2° 40'	5° 9'	7° 17'	8° 57'	10° 21'	106	25° 10'	38° 4'	45° 27'
103	2° 4'	4° 1'	5° 41'	6° 58'	8° 3'	108	21° 42'	33° 3'	38° 45'
107	1° 46'	3° 24'	4° 49'	5° 54'	6° 49'	110	19° 18'	29° 50'	33° 36'
110	1° 28'	2° 57'	4° 1'	4° 56'	5° 42'	z_0	17° 7'	25° 4'	30° 5'
x_0	1° 4'	2° 7'	3° 8'	4° 7'	5° 5'	infl. θ	30°	32° 30'	35°
infl. θ	7° 20'	11° 0'	14° 2'	14° 48'					

J. de Phys., 4^e série, t. IX. (Mars 1910.)

Les lignes d'aimantation tracées d'après le tableau ci-dessus sont reproduites dans la *fig. 2*, pour la partie de la couche sphérique la plus rapprochée de l'axe oz . Les rayons des deux sphères terminales qui, dans le tableau, ont les valeurs 100 et 110 ont ici de 13 et 14 cm. Les lignes dont les origines sur a' sont 15° , 30° , 45° , 60° , et 90° sont

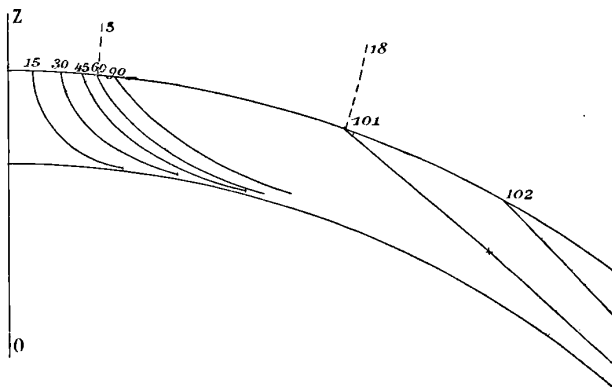


FIG. 2.

figurées jusqu'à une faible distance du cercle a' , avec lequel elles tendent à se confondre, et pour les trois premières, jusqu'au point d'inflexion. On voit qu'elles deviennent convexes et asymptotiques à oz . Deux lignes ayant leur origine sur oz sont reproduites également dans leur parcours voisin de oz , celles pour lesquelles a_0 est égal à 101 et 102. Le point d'inflexion calculé par l'équation du troisième degré est marqué sur la première. Les lignes de flux ayant leur origine sur a aux angles 18° et 5° sont indiquées en pointillé et s'écartent peu des rayons vecteurs dans le parcours figuré. La ligne d'aimantation, aboutissant au même point que la ligne de force de 18° , fait avec la normale un angle de 80° , et, si la ligne de force fait elle-même un angle de 1° avec le rayon vecteur, la relation rappelée est satisfaite, avec μ égal à 500.

**SUR LA QUANTITÉ DE CHALEUR DÉGAGÉE A L'ANTICATHODE DES AMPOULES
DE RÖNTGEN (1) ;**

Par M. A. JAUBERT DE BEAUJEU.

Dans ce travail, je me suis proposé de mesurer la quantité d'énergie recueillie sous forme de chaleur à l'anticathode des ampoules de Röntgen, et de déterminer le rapport qu'il y avait entre cette énergie et l'énergie envoyée dans le primaire de la bobine d'induction, qui sert à produire les rayons X.

Je citerai d'abord les principaux auteurs qui se sont occupés de la question.

Wien (2) a cherché le rapport entre l'énergie des rayons X et celle des rayons cathodiques : l'énergie des rayons X était mesurée à l'aide d'un bolomètre, celle des rayons cathodiques s'obtenait par l'élévation de température d'une masse connue d'eau enfermée dans un réservoir dont le fond constituait l'anticathode du tube. Cette élévation de température était donnée par un thermomètre plongeant dans le liquide.

Wien déterminait l'énergie correspondant à cette élévation de température au moyen d'une bobine de fil métallique qui plongeait dans le liquide et dans laquelle passait un courant d'intensité et de voltage connus.

Alban Kohler (3) a eu l'idée de se servir de l'élévation de température de l'anticathode d'un tube à rayons X pour mesurer l'action thérapeutique de ces rayons, en se basant sur ce fait d'expérience que cette élévation de température est sensiblement proportionnelle à l'effet thérapeutique. Pour cela il a fait construire un tube spécial à refroidissement à eau muni d'un petit thermomètre, une table dressée par l'auteur donne la dose si l'on connaît l'élévation de température.

Pour avoir l'énergie électrique transformée en chaleur dans une ampoule radiogène, Angerer (4) a enfermé l'ampoule dans un calorimètre spécial.

(1) Travail du Laboratoire de Physique de la Faculté de médecine de Lyon.

(2) WIEN, *Ueber die Energie der Kathodenstrahlen*, etc. (*Annalen der Physik*, 1905-18).

(3) ALBAN KOHLER, *Munch Medizinische Wochenschrift*, 1905, n° 2; *Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen*, 1907, 11.

(4) ANGERER, *Recherches bolométriques sur l'énergie des rayons X* (*Annalen der Physik*, 1906, 21).

L'énergie nécessaire pour obtenir la même élévation de température que celle due à l'ampoule est mesurée avec une bobine de manganine enfermée dans le calorimètre et dans laquelle circule un courant.

Edna Carter s'est servi d'un tube à anticathode refroidie et a suivi la méthode de Wien.

Dans une expérience, cet auteur a trouvé pour l'énergie des rayons cathodiques en calories-grammes par seconde 4,8.

Dans mes recherches, adoptant une méthode semblable à celle de Wien et d'Edna Carter, je me suis servi d'une ampoule Buguet-Chabaud à anticathode refroidie par eau.

Le degré de vide de ces ampoules est très facile à garder constant pendant la durée d'une expérience, grâce à l'osmo-régulateur dont elles sont munies.

L'installation radiogène comprenait :

Une bobine d'induction de Ducretet de 25 centimètres d'étincelle.

Un interrupteur moto-magnétique Drault à turbine et à gaz.

Les instruments de mesure nécessaires : voltmètre, ampèremètre pour le primaire ; milliampèremètre et spintermètre ⁽¹⁾ pour mesurer au secondaire l'intensité et la longueur d'étincelle équivalente à la différence de potentiel aux électrodes de l'ampoule.

Une soupape de Villard arrêtait l'onde inverse du courant induit.

Le courant envoyé dans la bobine était le courant continu à 120 volts du secteur.

Un thermomètre plongeant dans le réservoir qui contient l'eau donnait à chaque instant la température qui était notée au temps 0 et au temps t , fin de l'expérience.

Quelquefois l'élévation de température était prise de trois minutes en trois minutes pour les corrections dues aux pertes de chaleur par rayonnement.

Voici les données que j'ai employées pour les calculs :

Poids du réservoir de verre.....	50 grammes
Chaleur spécifique moyenne du verre.....	0,2

J'ai négligé la masse de platine qui forme l'anticathode. J'ai supposé que le réservoir seul est échauffé directement et que le reste de l'ampoule est échauffé par rayonnement.

(1) L'étincelle éclatait entre deux tiges cylindriques et planes à leur extrémité de 4 millimètres de diamètre.

Il faut faire des corrections pour les pertes de chaleur par rayonnement pendant la durée d'une expérience; pour cela j'ai procédé de deux façons :

1° J'ai étudié le refroidissement de l'ampoule et j'ai pu déterminer le refroidissement moyen par minute ;

2° Ayant constaté que, jusqu'à une élévation de température de 10°, le refroidissement est pratiquement nul par rapport au temps, je notais le temps nécessaire pour cette élévation de température et je déduisais de là l'élévation de température par minute. Ce chiffre me servait à calculer quelle aurait dû être la température observée, s'il n'y avait pas eu de perte par rayonnement. La différence entre le nombre calculé et la température observée me donnait le nombre de degrés, dont s'était refroidi l'appareil pendant l'expérience.

Les deux méthodes donnèrent des résultats concordants.

Je néglige les erreurs dues :

1° A la lecture du thermomètre dont une partie de l'échelle était en dehors du réservoir ;

2° A la perte de chaleur par conductibilité.

Je suppose que ces erreurs sont compensées par mon calcul du rayonnement qui est un peu fort, de plus j'ai pris la chaleur spécifique du verre égale à 0,2, alors qu'elle n'est que 0,19, et j'ai négligé la masse de platine qui forme l'anticathode.

Voici les résultats de quelques expériences :

EXPÉRIENCE 1

Poids de l'eau employée : 80 grammes.

Primaire : volts.	38	Secondaire : longueur d'étincelle.	10 cm.
ampères.	6	milliampères.	0,5

Température	Temps
20°	0
55°	22 minutes

Augmentation de température : 35°. Durée de l'expérience : 22 minutes

Refroidissement moyen par minute : 0°,7.

Quantité de chaleur absorbée par l'eau pour passer de 20 à 55.	2.800 cal.
— — — par le réservoir — — —	350 —
— — — perdue par rayonnement par l'eau.	1.280 —
— — — par le réservoir.	160 —

Quantité totale de chaleur dégagée sur l'anticathode pendant 22 minutes. 4.590 cal.

Nombre de calories-grammes par seconde : 3,4.

EXPÉRIENCE 2

Poids de l'eau employée : 80 grammes.

Primaire : volts..... 45 Secondaire : longueur d'étincelle. 12 cm.
 ampères... 7,5 milliampères 0,9

Température	Temps
25°	0
83°	25 minutes

Augmentation de température : 58°. Durée de l'expérience : 25 minutes.

Refroidissement moyen par minute : 1°.

Quantité de chaleur absorbée par l'eau pour passer de 25 à 83.	4.640 cal.
— — — par le réservoir — — .	580 —
— — — perdue par rayonnement par l'eau.....	2.000 —
— — — — par le réservoir.	250 —

Quantité totale de chaleur dégagée sur l'anticathode pendant
 25 minutes..... 7.470 cal.

Nombre de calories-grammes par seconde : 4,9.

EXPÉRIENCE 3

Poids de l'eau employée : 80 grammes.

Primaire : volts..... 38 Secondaire : longueur d'étincelle. 6 cm.
 ampères... 6 milliampères..... 0,9

Température	Temps
18°	0
58°	23 minutes

Augmentation de température : 40°. Durée de l'expérience : 23 minutes.

Refroidissement moyen par minute : 0°,7.

Quantité de chaleur absorbée par l'eau pour passer de 18 à 58.	3.200 cal.
— — — par le réservoir — — .	400 —
— — — perdue par rayonnement par l'eau....	1.280 —
— — — — par le réservoir.	160 —

Quantité totale de chaleur dégagée sur l'anticathode pendant
 23 minutes..... 5.040 cal.

Nombre de calories-grammes par seconde : 3,6.

EXPÉRIENCE 4

Poids de l'eau employée : 80 grammes.

Primaire : volts..... 51 Secondaire : longueur d'étincelle. 14 cm.
 ampères... 7 milliampères 0,7

Température	Temps
18°	0
70°	20 minutes

Augmentation de température : 52°. Durée de l'expérience : 20 minutes.

Refroidissement moyen par minute : 1°.

CHALEUR DÉGAGÉE A L'ANTICATHODE DES AMPOULES 235

Quantité de chaleur absorbée par l'eau pour passer de 18 à 70.	4.160 cal.
— — — par le réservoir — — .	520 —
— — perdue par rayonnement par l'eau.....	1.600 —
— — — — — par le réservoir.	200 —
Quantité totale de chaleur dégagée sur l'anticathode pendant 20 minutes.....	6.480 cal.
Nombre de calories-grammes par seconde : 5,4.	

EXPÉRIENCE 5

Poids de l'eau employée : 80 grammes.

Primaire : volts.....	55	Secondaire : longueur d'étincelle.	10 cm.
ampères ...	8	milliampères.....	1,3

Température	Temps
17°	0
85°	20 minutes

Augmentation de température : 68°. Durée de l'expérience : 20 minutes.
Refroidissement moyen par minute : 1°.

Quantité de chaleur absorbée par l'eau pour passer de 17 à 85.	5.240 cal.
— — — par le réservoir — — .	680 —
— — perdue par rayonnement par l'eau.....	1.600 —
— — — — — par le réservoir.	200 —
Quantité totale de chaleur dégagée sur l'anticathode pendant 20 minutes.....	7.720 cal.
Nombre de calories-grammes par seconde : 6,4.	

Au sujet de ces expériences on peut faire les remarques suivantes :

1° Les résultats concordent avec ceux d'Edna Carter, qui, dans une expérience, a trouvé 4,8 calories-grammes par seconde.

J'ai obtenu :

Expérience 1.....	3,4	calories-grammes	seconde
— 2.....	4,9	—	—
— 3.....	3,6	—	—
— 4.....	5,4	—	—
— 5.....	6,4	—	—

2° La puissance au primaire peut se calculer en watts en faisant le produit de l'intensité par le voltage ; soit W_1 ce produit ; si l'on appelle Q la quantité de chaleur dégagée par seconde, on voit que le rapport $\frac{W_1}{Q}$ est sensiblement constant.

	W_1	Q	$\frac{W_1}{Q}$
Expérience 1.....	228	3,4	67
— 2.....	337,5	4,9	68
— 3.....	228	3,6	63
— 4.....	357	5,4	66
— 5.....	440	6,4	69

3° Il serait intéressant de rechercher quelle est la fraction de l'énergie W_2 du secondaire, qui est transformée en chaleur sur l'anticathode. La difficulté est d'évaluer W_2 .

Il faudrait pour mesurer directement W_2 un voltmètre donnant le voltage moyen ; ces appareils ne sont pas d'usage courant, et je n'ai pu m'en procurer un.

Si l'on connaissait le rendement de la bobine, on pourrait avoir W_2 avec une certaine approximation. D'après plusieurs auteurs [Armagnat ⁽¹⁾, Bailey ⁽²⁾], ce rendement ne dépasse jamais 50 0/0 et, d'autre part, la soupape supprime une onde du courant induit.

Il semble *a priori* que le rapport $\frac{W_2}{Q}$ devra être trouvé voisin de 4,17, puisque l'énergie des rayons X est très faible, d'après les auteurs que j'ai cités au début.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

Tome XV; 1^{er} semestre 1908.

J.-Rose INNES. — On the practical attainment of the thermodynamic scale of temperature (Sur les moyens pratiques d'atteindre l'échelle thermodynamique des températures). — P. 301.

Plusieurs physiciens ont conservé quelques doutes au sujet de la rigueur des mesures exécutées par Joule et lord Kelvin sur le refroidissement des gaz par détente. Aussi y a-t-il quelque intérêt à chercher à faire reposer la théorie du thermomètre à gaz sur des données expérimentales plus certaines. Il est possible de le faire en tirant partie des nouveaux documents expérimentaux qui ont été rassemblés sur les gaz depuis les expériences déjà anciennes de Joule

(1) ARMAGNAT, *la Bobine d'induction*, 1905, Gauthier-Villars.

(2) BAILEY, *The Physical Review*, 1908.

et lord Kelvin. En partant de l'équation différentielle connue qui régit le passage d'un gaz à travers une paroi poreuse :

$$t \left(\frac{dv}{dt} \right) - v = JK \frac{\delta t}{\delta p},$$

on peut trouver des expressions dans lesquelles l'effet Joule-Thomson ne figure que par sa valeur relative, beaucoup mieux connue comme ordre de grandeur que sa valeur absolue.

L'équation fondamentale peut recevoir une forme simple si l'on remplace le second membre $JK \frac{\delta t}{\delta p}$ par son développement en une série ordonnée selon les puissances décroissantes de t , soit $\sum \frac{a_n}{t^n}$, où n part de la valeur zéro et prend des valeurs positives croissantes.

La discussion montre que la série $\sum \frac{a_n}{t^n}$ doit être choisie de manière à satisfaire à trois conditions :

1° L'effet « Joule-Thomson » observé à différentes températures doit être proportionnel aux valeurs de l'expression $\sum \frac{a_n}{t^n}$;

2° La valeur de $\left(\frac{d\psi}{dp} \right)_t$ [ψ représente le produit pv , et le symbole $\left(\frac{d\psi}{dp} \right)_t$ indique que l'on différentie par rapport à p à température constante et égale à t] doit être représentée par l'expression $\sum \frac{a_n}{(n+1)t^n}$ prise avec le signe — ;

3° La variation observée dans le coefficient de dilatation doit être en accord avec la valeur calculée.

Pour l'hydrogène et l'azote, on satisfait à ces conditions en prenant :

$$\sum \frac{a^n}{t^n} = a_0 + \frac{a_1}{t} + \frac{a_2}{t^2}$$

En tenant compte des données expérimentales les plus récentes, on obtient les valeurs suivantes pour les constantes a_0, a_1, a_2 :

	Hydrogène	Azote
a_0	0,00060654 V_0	0,0018319 V_0
a_1	0,17378 V_0	1,0105 V_0
a_2	65,754 V_0	1,0873 V_0

V_0 représente le volume de 1 gramme de gaz à la température de 0° et à la pression de 760 millimètres.

L'auteur calcule la correction à apporter aux indications d'un thermomètre à gaz (hydrogène et azote), en admettant que l'effet Joule-Thomson puisse être représenté par une expression de la forme :

$$a_0 + \frac{a_1}{t} + \frac{a_2}{t^2}$$

et en se servant des déterminations expérimentales de Chappuis.

On obtient en particulier une parfaite concordance pour les valeurs calculées du point de fusion de la glace, soit avec l'hydrogène ($273^\circ, 131$), soit avec l'azote ($273^\circ, 136$).

La forme algébrique donnée pour l'expression de l'effet Joule-Thomson n'est numériquement exacte que dans les limites où cet effet a été observé. Il y aurait grand intérêt à étendre les mesures au delà de ces limites.

J. BOWLKER. — On the factors serving to determine the direction of sound (Sur les facteurs qui servent à déterminer la direction du son). — P. 318.

L'auteur a été conduit à entreprendre les présentes expériences à la suite d'une collision entre bâtiments, à laquelle il assista, et qui lui parut manifestement causée par une erreur d'appréciation sur le gisement d'une corne de brume.

Des essais préliminaires ayant indiqué que la différence de phase des ondes sonores qui atteignent chacune des oreilles paraît exercer une influence capitale sur la position que l'on attribue à la source sonore, on s'est efforcé de faire varier cet élément méthodiquement.

Pour obtenir le résultat d'une manière simple, on applique sur chaque oreille des bouts de tuyaux métalliques de longueur variable. Quand ces longueurs sont inégales, et que l'on fait face à la source sonore, on a l'impression que la source se trouve déplacée du côté de l'oreille à laquelle est appliqué le tuyau le plus court.

L'observateur arrive, avec un peu d'entraînement, à déterminer la position angulaire apparente de la source sonore, ou de l'*image sonore*, à 1° ou 2° près.

On constate que la direction de cette image sonore dépend essentiellement de la différence de marche des rayons sonores à chaque oreille. Cette différence de marche pouvant être modifiée à volonté à

l'aide des tuyaux utilisés, l'emploi d'un tel dispositif permet de faire l'analyse d'un son complexe.

Si un observateur, dont les oreilles sont armées de tuyaux d'inégales longueurs, se place face à une source sonore complexe, c'est-à-dire à une source qui émet des sons de différentes hauteurs, il a l'impression que ces sons de différente hauteur sont émis dans des directions différentes, les *images sonores* se trouvant réparties sur une circonférence dont l'observateur occupe le centre, sur la droite ou sur la gauche de la source.

On peut modifier la position de l'image sonore d'une source, soit en faisant varier le rapport des longueurs des tuyaux appliqués aux oreilles, soit en faisant varier la hauteur du son émis par la source.

L'un des résultats les plus saillants est que l'image sonore saute brusquement de la droite à la gauche (ou inversement), quand la différence de marche atteint une demi-longueur d'onde.

D'une manière générale, on vérifie que l'on a très sensiblement

$$D = L \sin \theta, \quad \lambda = L (\sin \theta + \sin \theta'),$$

en désignant par D la différence des longueurs des tuyaux appliqués aux oreilles, par θ et θ' les déplacements angulaires respectifs de l'image sonore sur la droite et sur la gauche, par λ la longueur de l'onde sonore émise par la source.

T.-H. HAVELOCK. — On certain Bessel integrals and the coefficients of mutual induction of coaxial coils (Sur certaines intégrales de Bessel et les coefficients d'induction mutuelle de bobines coaxiales). — P. 332.

Expression de coefficients d'induction mutuelle et de self-induction en termes de fonctions de Bessel.

Les séries obtenues sont rapidement convergentes et se prêtent aisément au calcul numérique.

Lord RAYLEIGH. — Effect of a prism on Newton's rings (Effet d'un prisme sur les anneaux de Newton). — P. 345.

Lorsqu'on regarde à travers un prisme (ou un réseau) des anneaux de Newton, on observe que ces anneaux se produisent pour des épaisseurs inusitées en même temps que leur nombre augmente.

La première partie du phénomène (déjà observée par Newton)

s'explique aisément en considérant le système de franges que l'on obtiendrait avec deux plans formant un angle très aigu. Observé sans prisme, le système des franges qui correspondent aux différentes longueurs d'onde coïncide avec la frange noire d'ordre zéro qui se produit à l'intersection des plans, où l'épaisseur est nulle. Observées au travers d'un prisme de petit angle dont l'arête est parallèle à l'intersection des plans, les franges ne se superposent plus à la frange d'ordre zéro, et il est toujours possible de choisir le pouvoir dispersif du prisme de manière à amener la frange d'ordre en coïncidence avec des couleurs déterminées quelconques.

Quant au nombre de franges visibles, on peut voir qu'il est doublé, attendu qu'elles se produisent alors de chaque côté de la frange achromatique.

Dans le cas où les surfaces sont cylindriques (ou sphériques), une discussion simple permet de se rendre compte des phénomènes. En un point situé à une distance x de l'origine, l'épaisseur peut être représentée par :

$$e = a + bx^2,$$

où b dépend de la courbure,

La frange noire du n^{me} ordre pour la longueur d'onde λ se produit quand :

$$\frac{1}{2} n\lambda = a + bx^2,$$

c'est-à-dire :

$$\frac{dx}{d\lambda} = \frac{\frac{1}{4} n}{\sqrt{b} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} n\lambda - a}}.$$

Le déplacement de la frange d'ordre n , quand on regarde à travers le prisme, étant ξ , le déplacement relatif pour la longueur d'onde λ peut être représenté par

$$\frac{d\xi}{d\lambda} = -\beta D$$

en désignant par β le pouvoir dispersif du prisme, par D la distance à laquelle il se trouve du système

Pour que cette n^{me} frange soit achromatique, il faut que l'on ait :

$$\frac{d(x + \xi)}{d\lambda} = 0,$$

Ce qui donne 1 equation :

$$\frac{1}{16} \cdot \frac{n^2}{\beta^2 D^2 b} = \frac{1}{2} n\lambda - a$$

dont les racines n_1 et n_2 satisfont à la relation :

$$\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2} = \frac{\lambda}{2a};$$

si $a = 0$ (lames en contact),

$$n_1 = 0 \quad \text{et} \quad n_2 = 8\lambda\beta^2 D^2 b.$$

Et l'ordre de la *frange achromatique* va en croissant avec le pouvoir dispersif du prisme et avec la distance à laquelle on le tient.

La valeur correspondante de x est :

$$x = 2\lambda\beta D.$$

On voit qu'elle croît dans le même sens.

Quand a prend une valeur finie, il n'y a pas de frange achromatique tant que D demeure inférieure à une valeur limite (facile à obtenir en considérant les conditions de réalité des racines de l'équation du deuxième degré obtenue plus haut).

Pour cette valeur limite, les racines sont égales, et l'on a :

$$\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2} = \frac{\lambda}{4a},$$

ce qui est la condition pour qu'il y ait un seul système achromatique de franges.

Pour des valeurs plus grandes de D , il y a deux franges achromatiques distinctes.

L'expérience permet de retrouver toutes ces conséquences de la théorie. L'auteur indique les précautions qu'il convient de prendre pour faire apparaître les phénomènes d'une manière nette.

N. MALLIK. — Mutual induction (Induction mutuelle). — P. 364.

Calcul des coefficients d'induction mutuelle en partant de l'expression de l'énergie potentielle de deux feuillets :

$$M = \psi\psi' \int \frac{d\omega}{dn} ds$$

ψ et ψ' , puissance des feuillets ;

ω , angle solide sous lequel l'un des feuillets est vu d'un point de l'autre ;

dn , élément de la normale (extérieure), et ds élément de surface du premier feuillet.

On remplace ω par sa valeur :

$$\omega = \int ds' \frac{d}{dn'} \left(\frac{1}{\rho} \right)$$

où dn' et ds' représentent, pour le second feuillet, les mêmes éléments que dn et ds pour le premier, et où ρ désigne la distance de deux points de chacun des feuillets.

Et l'on prend l'expression de M sous la forme :

$$M = \psi\psi' \iint \frac{d}{dn} \cdot \frac{d}{dn'} \left(\frac{1}{\rho} \right) ds ds'.$$

J. JOLY. — The radioactivity of sea-water
(La radioactivité de l'eau de mer). — P. 385.

L'auteur a opéré sur des échantillons d'eau de mer de provenances diverses recueillies avec toutes les précautions voulues.

Il obtient des valeurs plus fortes que celles qui ont été données prudemment par Strutt et Eve.

La teneur en radium est exprimée dans les valeurs numériques suivantes en grammes par centimètre cube.

Provenance de l'eau de mer	Teneur en radium
Valencia.....	0,0316 $\times 10^{-12}$
Ile de Man.....	0,0386 $\times 10^{-12}$
Océan Atlantique (5 échantillons puisés entre Madère et le golfe de Gascogne), moyenne.....	0,0172 $\times 10^{-12}$
Mer Arabique.....	0,0278 $\times 10^{-12}$

La moyenne générale serait de $0,0255 \times 10^{-12}$ grammes de radium par centimètre cube.

Lord KELVIN. — On the formation of concrete matter from atomic origins
(La formation de la matière concrète à partir des origines atomiques).
— P. 397.

Ce mémoire posthume recueilli par T. Bottomley et que lord

Kelvin écrivit quelques jours seulement avant sa mort, contient le résumé des dernières idées de l'illustre savant sur la formation du système solaire et, en particulier, de notre globe, à partir de la nébuleuse primitive.

Lord Kelvin insiste sur les points suivants :

1° La solidification progressive du globe terrestre à partir du *centre* et non de la *surface* ;

2° La formation de la Lune conformément à la théorie de George Darwin.

La conclusion du mémoire est que : L'énergie potentielle de gravitation paraît être l'origine primitive (l'ultime création) de tout le mouvement, la chaleur et la lumière qui existent actuellement dans l'univers.

G. BAKKER. — On the theory of surface forces. — The physical meaning of the unstable part of the isotherm of James Thomson (Sur la théorie des forces de surface. — La signification physique de la portion instable de l'isotherme de J.-J. Thomson). — P. 413.

L'auteur a démontré précédemment que dans une couche capillaire plane d'un liquide seulement en contact avec sa vapeur, la pression hydrostatique p_1 *perpendiculaire* à la surface est égale à la pression de la vapeur, tandis que la pression hydrostatique *parallèle* à la surface de la couche capillaire a un « gradient » selon la normale à la surface.

Dans le présent mémoire, il étend ces considérations au cas d'une couche capillaire sphérique (bulle de vapeur dans un liquide et goutte de liquide dans sa vapeur), et énonce la proposition suivante :

Le gradient de la pression hydrostatique p_1 selon la normale à la surface en un point d'une couche capillaire sphérique, est égal au produit de l'*écart* de la loi de Pascal par la courbure de la surface :

H.-A. BUMSTEAD. — On the heating effects produced by Röntgen rays in lead and zinc (Sur les effets calorifiques produits par les rayons de Röntgen dans le plomb et le zinc). — P. 432.

1° Le résultat précédemment obtenu par l'auteur, que la quantité de chaleur développée dans le plomb par les rayons de Röntgen est

deux fois plus grande que la chaleur développée dans le zinc, ne s'est pas trouvé confirmé par les présentes expériences. Les quantités de chaleur développées dans les deux métaux sont égales (à moins de 5 p. 100 près). L'erreur provenait de l'imperfection de l'isolation thermique des métaux soumis aux essais.

2° Il n'existe aucuns rayons capables de provoquer la scintillation d'un écran de blende phosphorescente dans le faisceau des radiations secondaires, qui proviennent du plomb exposé aux rayons de Röntgen ;

3° La désintégration du dépôt radio-actif de l'émanation du thorium n'est pas hâtée par l'exposition aux rayons de Röntgen.

W.-J. SMITH. — On the contact potential differences determined by means of null solutions (Les différences de potentiel au contact déterminées à l'aide de « solutions zéro »). — P. 478.

L'expression de « solution zéro » qui a été introduite par Palmaer, résulte des considérations suivantes :

Lorsque certaines conditions (complètement discutées par Paschen) se trouvent remplies, une électrode de mercure immergée dans une solution diluée de chlorure de potassium (concentration $\frac{n}{10}$) prend un potentiel plus élevé de 0^r,57 que lorsque l'électrode est constituée par un filet de mercure qui s'écoule.

Par l'addition de certaines substances à la solution de chlorure de potassium, Palmaer trouva que l'on pouvait réduire la différence de potentiel à une valeur nulle, et même amener le changement de signe. De pareilles solutions, pour lesquelles la différence de potentiel prend une valeur nulle, sont désignées par le nom de « solutions zéro ». On peut les obtenir, soit en ajoutant à la solution de chlorure de potassium de faibles quantités de cyanure de potassium, de cyanure de mercure, ou d'hydrate de potasse, soit en additionnant la solution primitive d'une petite quantité d'acide acétique ou d'hydrogène sulfuré.

L'étude de ces solutions présente un grand intérêt pour l'interprétation des phénomènes électro-capillaires.

L'auteur a obtenu des solutions présentant le même caractère avec d'autres sels que KCl [KCy, KI, KOH] et a été conduit aux conclusions suivantes :

1° Les différences de potentiel entre les différentes « solutions zéro » et le mercure, ne sont pas les mêmes ;

2° Les valeurs de différences de potentiel entre le mercure et la solution normale de chlorure de potassium varient de 0°,53 à 0°,79 ;

3° Paschen a établi que la force électromotrice de polarisation nécessaire pour produire le maximum de tension superficielle entre une électrode de mercure et un électrolyte donné, est égale dans plusieurs cas à la force électromotrice du circuit de l'électrode en goutte. La relation demeure vérifiée dans les cas particuliers où cette force électromotrice est nulle.

Dans aucun de ces cas, la différence de potentiel entre le mercure et l'électrolyte n'est d'ailleurs nulle ;

4° La relation de Paschen cesse d'être applicable lorsqu'il se produit une action chimique de l'oxygène atmosphérique sur l'électrode en goutte ;

5° La force électromotrice de Paschen entre le mercure et une solution de chlorure de potassium n'est pas modifiée par l'addition à la solution de petites quantités de sulfure de sodium, bien que la différence de potentiel normale entre le mercure et la solution de chlorure de potassium varie alors de plus d'un demi-volt ;

6° Pour un certain pourcentage *critique* de sulfure de sodium, la différence de potentiel normale varie très rapidement.

JOHN MORROW. — On the lateral vibrations of bars supported at two points with one end overhanging (Sur les vibrations latérales des verges supportées en deux points, et dont l'une des extrémités est en porte-à-faux). — P. 497.

La période propre de vibration est déterminée par l'équation :

$$(\cosh ml \sin ml - \sinh ml \cos ml) (\cosh mc \sin mc - \sinh mc \cos mc) - 2 \sinh ml \sin ml (1 + \cosh mc \cos mc) = 0$$

où l'on prend :

$$m = (2\pi N)^{\frac{1}{2}} \times \left(\frac{\rho \omega}{EI} \right)^{\frac{1}{4}}$$

E, module d'élasticité; I, moment d'inertie de la section droite par rapport à un axe perpendiculaire au plan de flexion; ω , section; ρ , densité; N, nombre de vibrations par seconde. l est la longueur comprise entre les appuis, et c la longueur de la portion en porte-à-faux.

L'auteur a calculé avec précision les valeurs numériques de $\theta = ml$ qui correspondent à différentes valeurs du rapport $\frac{c}{l}$: ces valeurs sont données dans un tableau. Lorsque $\frac{c}{l}$ est petit on peut se servir de la relation approchée (donnée par Chree) :

$$\theta = \pi \left(1 - \frac{1}{6} \pi^2 \frac{c^3}{l^3} \right).$$

Quant au nombre N des vibrations par seconde, il est donné en fonction de θ par la relation :

$$N = \frac{\theta^2}{2\pi} \sqrt{\frac{EI}{\rho \omega l^4}}.$$

W.-C.-M. LEWIS. — An experimental examination of Gibbs's theory of surface concentration, regarded as the basis of absorption, with an application to the theory of dyeing (Examen expérimental de la théorie de Gibbs de la concentration superficielle envisagée comme base de l'absorption, avec une application à la théorie de la teinture). — P. 499.

En modifiant l'expression fondamentale de Gibbs pour la concentration superficielle, on obtient une équation qui donne la masse de soluté absorbée par centimètre carré en fonction de la concentration de la solution et de la variation de tension superficielle à la surface de contact : solution aqueuse — hydrocarbure liquide.

Les expériences ont été exécutées avec des solutions aqueuses de glycocholate de sodium et de taurocholate de sodium, l'absorption s'opérant dans de l'huile minérale chimiquement inerte. La masse absorbée par centimètre carré de surface d'huile était déterminée par deux méthodes différentes susceptibles de se contrôler.

Les mesures de tension superficielle étaient effectuées par la méthode de la pipette à goutte.

Les résultats indiquent un écart considérable entre la quantité absorbée et celle que la théorie de Gibbs permet de calculer. L'absorption mesurée est de vingt fois à quatre-vingts fois plus grande que la valeur théorique.

Les expériences exécutées avec des étoffes teintées conduisent à des conclusions identiques.

EDGAR BUCKINGHAM. — The thermodynamic corrections of the nitrogen scale (Les corrections thermodynamiques de l'échelle de l'azote). — P. 526.

Discussion des corrections données par les différents auteurs pour l'échelle du thermomètre à azote, soit entre 0° et 100°, soit aux températures élevées, et choix des valeurs à adopter.

HANS GEIGER. — The irregularities in radiation from radio-active bodies (Les irrégularités dans le rayonnement des corps radio-actifs). — P. 539.

Dans toutes les circonstances où l'on s'efforce d'obtenir sur un électromètre l'équilibre de deux courants d'ionisation dus à deux substances radio-actives, on constate qu'il est impossible d'arriver à un équilibre rigoureux.

L'auteur a institué des expériences pour voir si les irrégularités sont dues à des variations dans le rayonnement même des corps radio-actifs ou à quelque cause secondaire susceptible d'être éliminée.

Ces expériences montrent que les irrégularités constatées tiennent bien à l'émission radio-actives. Les phénomènes sont d'ailleurs différents selon que l'ionisation est provoquée par les rayons α , ou par les rayons β . Tandis que l'aiguille de l'électromètre (équilibré) subit d'incessantes oscillations quand l'ionisation est due aux rayons α , elle demeure à peu près immobile quand l'ionisation est due aux rayons β .

Si l'on suppose que ces oscillations de l'aiguille, c'est-à-dire que les variations de courant sont dues à la variation du nombre des atomes brisés par les rayons α , on peut obtenir la valeur des écarts par un calcul de probabilité.

La concordance entre les valeurs ainsi calculées et celle que donne l'observation directe est très satisfaisante.

Lord RAYLEIGH. — Further measurements of wave-lengths, and miscellaneous notes on Fabry and Perot's apparatus (Nouvelles mesures de longueurs d'onde, et observations diverses sur l'appareil de Fabry et Perot). — P. 548.

Les mesures de longueur d'onde ont été exécutées avec l'appareil de Fabry et Perot modifié par l'auteur et qu'il a décrit précédem-

ment. Ces mesures confirment, d'une manière générale, les résultats numériques donnés par Fabry et Perot et les complètent (en ce qui concerne la mesure des raies de l'hélium). La valeur (6362,345) donnée par Fabry et Perot pour la longueur d'onde de la raie rouge du zinc paraît devoir être corrigée et portée à 6362,350.

Les tubes à vide que l'auteur emploie lui donnent des résultats constants même pour le thallium.

On sait que Perot et Fabry condamnent l'usage des tubes à thallium à cause de leur durée éphémère.

La plupart des glaces, même quand elles sont travaillées avec soin, présentent une courbure très légère. Cette courbure peut être corrigée à l'aide d'une pression convenable appliquée à la plaque. Des considérations analytiques élémentaires montrent que l'on doit toujours pouvoir, par l'application de forces convenables sur les bords, rendre la distance entre les plaques constantes aux termes du troisième ordre près.

L'expérience confirme cette manière de voir.

Pour des mesures qui n'exigent pas une précision extrême, il est possible de corriger des glaces ordinaires du commerce en exécutant des retouches locales, par l'application ménagée d'acide fluorhydrique et se laissant guider par l'examen optique.

J. KIRKBY. — The positive column in oxygen
(La colonne positive dans l'oxygène). — P. 359.

L'auteur désigne sous le nom de « colonne positive » la portion lumineuse de la décharge qui se produit dans un tube cylindrique entre électrodes planes soumises à une différence de potentiel constante et le long de laquelle le gradient de potentiel demeure constant. Pour des pressions de l'ordre du millimètre de mercure, cette colonne s'étend de l'anode à une distance de 6 centimètres environ de la cathode dans le voisinage immédiat de laquelle se produit la « chute cathodique ».

Dans l'oxygène, cette forme de décharge présente certaines particularités intéressantes :

1° Le gradient du potentiel est beaucoup plus faible dans l'oxygène que dans les autres gaz ;

2° Au lieu de varier toujours dans le même sens quand la pression

du gaz diminue, il passe par un minimum (4,5 par centimètre) pour une pression de 2 millimètres ;

3° Il se produit une discontinuité remarquable à la pression de 0^{mm},8, le gradient du potentiel (force électrique en volts par centimètre) passe *sans* transition de 12 volts à 20 volts.

Le fait peut être rapproché de l'anomalie signalée par Bohr, qui a trouvé qu'à la pression de 0^{mm},7 l'oxygène s'écartait de la loi de Mariotte (le fait a d'ailleurs été controuvé par lord Rayleigh).

R.-W. WOOD. — The resonance spectra of sodium vapour
(Le spectre de résonance de la vapeur de sodium). — P. 581.

Quand on fait tomber un faisceau intense de lumière blanche sur de la vapeur de sodium, elle devient fluorescente et émet un spectre qui est exactement complémentaire du spectre d'absorption et présente une grande complexité.

Le phénomène est plus simple si on excite la vapeur de sodium par un faisceau de lumière monochromatique.

On obtient alors des séries de raies brillantes distribuées à intervalles sensiblement égaux le long d'un spectre normal, et séparées les unes des autres par une distance égale à 37 unités Angström.

Le changement de la source excitatrice monochromatique fait apparaître des séries différentes de raies et modifie la distribution de l'intensité dans les différentes régions du spectre.

Dans chaque cas, la vapeur émet toujours de la lumière de même longueur d'onde que la lumière excitatrice et, en même temps, un nombre plus ou moins grand de radiations d'autres périodes.

Le phénomène présente à première vue l'aspect d'un phénomène de fluorescence; mais il convient plutôt de l'interpréter en supposant qu'il traduit une véritable *résonance* des électrons.

Dans le présent mémoire, l'auteur donne de nombreux tableaux de longueurs d'onde de raies de spectres de résonance excités dans la vapeur de sodium par des spectres d'émission très divers (cadmium, zinc, lithium, baryum, magnésium, plomb, bismuth, argent, cuivre).

Des photographies de ces spectres de résonance sont jointes au mémoire.

R.-A. LEHFELDT. — The electrochemical equivalents of oxygen and hydrogen (Les équivalents électrochimiques de l'oxygène et de l'hydrogène). — P. 614.

L'auteur décrit un voltamètre à gaz de précision. Les meilleures solutions à employer comme électrolyte pour déduire du volume de l'hydrogène mis en liberté la quantité d'électricité, seraient une solution de sulfate de sodium (10 à 30 0/0) ou une solution de bichromate de potassium (5 à 10 0/0).

Les mesures exécutées conduisent à adopter les valeurs suivantes :

1 « Faraday » (c'est-à-dire la quantité d'électricité associée à un gramme équivalent de matière) décompose un poids d'eau de 9,0072 grammes, contenant 8 grammes d'oxygène et 1^{er},0075 d'hydrogène.

La valeur du « Faraday » ainsi définie est de 96590 coulombs.

Ce qui fixerait la valeur de l'équivalent électrochimique de l'argent à 0,0011174 (un peu au-dessous de la valeur adoptée 0,001118).

C. TISSOT.

T. XVI; 2^e semestre 1908.

EARHART. — Discharge from electrified point and the nature of the discharge occurring through very small distances (Décharge d'une pointe électrisée et nature de la décharge qui se produit pour de très petites distances). — P. 48.

Les expériences les plus récentes indiquent qu'une différence de potentiel de 350 volts environ paraît nécessaire pour produire l'ionisation de l'air à la pression atmosphérique.

Il peut se produire cependant des décharges à des distances extrêmement faibles pour une différence de potentiel moindre.

De pareilles décharges ne seraient vraisemblablement pas dues à l'ionisation du gaz entre les électrodes, mais à un afflux de corpuscules chassés des électrodes.

Les présentes expériences ont été effectuées sur des décharges entre pointe et plan. La pointe étant constituée par une fine aiguille d'acier, le plan consistait en un disque d'acier de 2^{cm},55 de diamètre. Ce plan était monté sur le chariot mobile d'un interféromètre de Michelson.

La différence de potentiel était fournie par une source continue, batterie de piles et rhéostat liquide, et évaluée à l'aide d'un voltmètre disposé en dérivation entre les électrodes servant à livrer passage à la décharge.

Pour déterminer la position du contact entre la pointe et le plan, on se servait d'un galvanomètre et d'une source auxiliaire de faible force électromotrice, et l'on opérait le rapprochement progressif du plan jusqu'à obtenir une dérivation du galvanomètre.

L'aiguille devait être remplacée après chaque décharge à cause de l'altération de la pointe. Les distances auxquelles se rapportent les mesures sont très faibles et sont évaluées en longueurs d'ondes de la lumière du sodium.

Pour observer le potentiel explosif correspondant à une distance donnée, on agissait sur le rhéostat de manière à faire croître progressivement la différence de potentiel. Il arrive un moment où cette différence de potentiel demeure sensiblement constante, malgré une diminution ultérieure de résistance; cela indique la production de ce que l'on peut appeler une décharge. Une pareille décharge est d'ailleurs obscure, c'est-à-dire se produit sans étincelle ni effluve apparente.

L'auteur donne plusieurs tableaux de mesures qui se rapportent aux potentiels explosifs de ces décharges obscures pour des distances variant de 1 à 50 longueurs d'onde du sodium, et qui correspondent soit au cas de la pointe positive, soit au cas de la pointe négative. Les expériences ont été exécutées dans l'air bien sec et privé de poussières à trois pressions différentes (75 centimètres, 37 centimètres et 23 centimètres). Elles ont conduit aux conclusions suivantes :

1° Le potentiel d'ionisation pour pointe et plan dans l'air est de 338 volts environ, valeur inférieure d'une douzaine de volts à celui qui correspond au potentiel d'ionisation entre plans ;

2° La différence de potentiel critique est moindre pour une pointe négative que pour une pointe positive ;

3° Le gradient de la décharge pour des différences de potentiel moindres que le potentiel minimum d'ionisation est plus rapide dans le cas « pointe-plan » que dans celui d'électrodes planes. Il est indépendant de la polarité de la pointe.

4° Ce ne sont pas invariablement les corpuscules négatifs qui servent de véhicules à la décharge quand elle se produit pour des

différences de potentiel moindres que le potentiel minimum d'ionisation.

A.-P. CHATTOCK et A.-M. TYNDALL. — On the changes of pressure which accompany point discharge through hydrogen, containing oxygen and nitrogen (Sur les variations de pression qui accompagnent la décharge d'une pointe électrisée dans l'hydrogène mélangé d'oxygène et d'azote). — P. 24.

Le principal objet des expériences était de chercher à évaluer la complexité moléculaire des ions dans la décharge d'une pointe électrisée dans un gaz à la température et à la pression normales. On peut imaginer que l'on absorbe, au fur et à mesure de leur mise en liberté, les ions qui prennent naissance dans la décharge, par une électrode de platine ou de palladium.

Le changement de pression résultant de la masse gazeuse (hydrogène) permettra d'évaluer le nombre de ces ions. Si l'on suppose que la pression et le volume de la masse d'hydrogène soumise à l'expérience soient P et V , et que l'on observe une variation de pression p lors de la décharge de c coulombs, la variation correspondante de volume (pour P constant) est :

$$\frac{pV}{P} = v.$$

Le volume d'hydrogène mis en liberté par 1 coulomb dans un voltamètre étant de $0^{\text{cm}^3},416$ (à 0° et 760 millimètres), le nombre des molécules qui ont disparu du gaz, c'est-à-dire qui ont cessé de contribuer à la production de la pression, lorsque la charge d'un ion monovalent a passé dans le gaz, est :

$$N = \frac{v}{2 \times 0,416 \times c}$$

(le facteur 2 provenant de ce que la molécule d'hydrogène contient 2 ions monovalents).

Si chaque ion est constitué par un simple atome d'hydrogène, la valeur de N sera de 0,5. Mais, si cet ion entraîne avec lui un cortège d'atomes, la valeur de N sera égale à la moitié du nombre de ces atomes.

L'expérience indique que le minimum de contraction que l'on puisse observer dans l'hydrogène le *plus pur* correspond à la valeur $N = 1$, soit à 1 molécule par ion.

Mais, pour être certain que cette contraction est bien due uniquement à l'effet en question, il était indispensable d'examiner l'influence de traces minimes d'impuretés (oxygène et azote) mélangées à l'hydrogène. Cette étude a conduit l'auteur à l'observation de certains faits intéressants au sujet de la contraction de mélanges d'hydrogène et d'oxygène (contenant de très faibles proportions d'oxygène) et a apporté une confirmation à la conclusion énoncée ci-dessus.

ALFRED HOLT et EDWIN HOPKINSON. — The decomposition of water vapour by electric sparks (La décomposition de la vapeur d'eau par les étincelles électriques). — P. 92.

La décomposition de la vapeur d'eau par le passage d'une étincelle électrique présente certains caractères particuliers signalés déjà par Perrot (1861), puis plus récemment par J.-J. Thomson.

J.-J. Thomson en particulier a montré que, s'il apparaît un excès d'oxygène à l'anode et un excès d'hydrogène à la cathode pour des étincelles longues, c'est l'inverse qui se produit pour des étincelles courtes.

La répartition des ions électrolytiques aux électrodes dépend donc essentiellement de la longueur de l'étincelle.

Chapman et Lidbury (1902) ont observé que le sens de circulation de la vapeur par rapport à la position des électrodes exerce un effet marqué sur la séparation des produits de la décomposition, l'excès d'oxygène apparaissant toujours à l'électrode la plus éloignée du point par lequel entre la vapeur.

Il n'est donc pas possible de donner une explication complète du phénomène en faisant simplement appel à l'électrolyse. Les expériences exécutées par l'auteur le conduisent à l'interpréter de la manière suivante :

La décomposition électrolytique prend naissance tout le long du trajet de l'étincelle et non pas seulement à l'anode et à la cathode. Il se produit ainsi sur le parcours de l'étincelle un mélange homogène des produits de la décomposition. La séparation de ces produits a lieu par suite d'une diffusion ultérieure dans le courant de vapeur. Cette séparation ne peut d'ailleurs être constatée que si la diffusion des gaz mis en liberté est inégale. A cette interprétation générale il paraît nécessaire d'ajouter, pour rendre compte de certains

faits expérimentaux, l'action catalytique des électrodes mêmes cu des particules provenant de leur pulvérisation.

S. KINOSHITA. — Condensation of the actinium and thorium emanations (Condensation des émanations de l'actinium et du thorium). — P. 121.

La détermination des températures de condensation et de volatilisation de l'émanation de l'actinium a été effectuée en se servant de la méthode électrique déjà adoptée par Rutherford et Soddy pour les émanations du thorium et du radium.

L'émanation de l'actinium commence à se condenser à la température de -120° centigrades, une portion de l'émanation demeurant non condensée au-dessous de cette température. La condensation est complète à -150° .

Aux températures comprises entre -150° et -120° , la proportion d'émanation condensée varie avec la pression, la variation avec la pression étant d'ailleurs d'autant moindre que la pression est plus forte.

L'émanation du thorium se condense à une température de 2° à 3° plus élevée que l'émanation de l'actinium.

CHARLES DRYSDALE. — The use of shunts and transformers with alternate current measuring instruments (L'emploi des shunts et transformateurs dans les instruments de mesures pour courants alternatifs). — P. 136.

Calcul des erreurs que l'on peut commettre, soit dans le pouvoir multiplicateur, soit dans la phase, par l'emploi de shunts ou de transformateurs associés aux instruments de mesures pour courants alternatifs. Choix des constantes optima à adopter.

JEAN BECQUEREL. — On the dispersion of magnetic rotatory power in the neighbourhood of bands of absorption in the case of rare earths (Sur la dispersion du pouvoir magnétique rotatoire dans le voisinage des bandes d'absorption dans le cas des terres rares). — P. 153.

L'auteur présente certaines remarques au sujet des communications récentes de MM. Wood et Elias et rappelle les résultats qu'il a obtenus. Ces résultats ont fait l'objet de nombreuses publications dont il a été rendu compte dans le *Journal*.

JAKOB KUNZ. — On cathode and canal rays from hollow cathodes
(Sur les rayons cathodiques et les rayons-canaux issus de cathodes creuses). — P. 161

L'auteur a institué une série d'expériences pour déterminer la nature des rayons décrits par Goldstein comme des rayons-canaux issus de cathodes constituées par deux plaques métalliques parallèles de différentes formes.

R.-W. WOOD. — On the emission of polarized light by fluorescent gases
(Sur l'émission de lumière polarisée par les gaz fluorescents). — P. 184.

Les différentes tentatives qui ont été faites jusqu'à présent pour mettre en évidence des traces de polarisation dans la lumière émise par des vapeurs fluorescentes ont donné des résultats négatifs.

En opérant avec certaines précautions, l'auteur a réussi à montrer que la lumière émise par les vapeurs de potassium et de sodium fluorescentes était partiellement polarisée. La polarisation est décelée par un polariscope de Savart. Elle est la plus forte quand la température est relativement basse ; la proportion de lumière polarisée peut alors atteindre 30 0/0.

L'auteur suggère que la polarisation des gaz fluorescents pourrait donner une théorie satisfaisante des phénomènes optiques présentés par la *couronne* solaire.

LORD RAYLEIGH. — Acoustical notes (Notes sur l'acoustique). — P. 235.

Sons rendus par une corde tendue de densité variable. Procédé pour obtenir le maintien des vibrations d'un diapason à l'aide de la chute d'un chapelet de gouttes d'eau. Caractères qui permettent de distinguer un son qui est produit droit devant ou droit derrière un observateur.

Remarques sur un microphone sensible à granules de charbon logés dans une cavité hémisphérique (appareil dit « Acousticon »).

Hauteurs des sifflantes. — Remarques diverses sur la téléphonie.

L. VEGARD. — Researches upon osmosis and osmotic pressure
(Recherches sur l'osmose et la pression osmotique). — P. 247.

L'auteur s'est inspiré des travaux de Morse et Frazer pour la préparation des membranes semi-perméables (au ferrocyanure de cuivre) et a adopté un dispositif expérimental analogue à celui de Berkeley et Hartley. Le présent mémoire comprend, avec la description des appareils employés (compresseur, manomètre, etc.) :

1° Une étude des propriétés de la membrane basée sur la manière dont elle se comporte sous l'influence d'un courant électrique ;

2° Des considérations théoriques sur la mesure directe de la pression osmotique ;

3° Des mesures de la pression d'équilibre pour les solutions de sucre de canne (saccharose) et la détermination expérimentale des vitesses du courant osmotique pour différentes pressions.

W.-B. GILL et F.-B. PIDDUCK. — The genesis of ions by collision of positive and negative ions in a gas. Experiments on argon and helium (La création d'ions par collision d'ions positifs et négatifs dans un gaz. Expériences sur l'argon et l'hélium). — P. 280.

Les présentes expériences ont été instituées pour vérifier la théorie de l'ionisation due à la rencontre des ions positifs et négatifs dans les gaz monoatomiques comme l'argon et l'hélium. Le point de départ repose sur les considérations théoriques suivantes :

On suppose qu'une force électrique constante est maintenue entre deux plaques parallèles dont la distance d est variable. Un nombre n d'ions négatifs sont libérés par seconde de la plaque négative par la lumière ultra-violette, tandis que n ions arrivent par seconde à la plaque positive. Si chaque ion négatif donne naissance à α ions de chaque espèce, et à chacun des ions positifs β , en se déplaçant de 1 centimètre sous la force donnée, on a :

$$(1) \quad \frac{n}{n_0} = \frac{(\alpha - \beta)e^{(\alpha - \beta)d}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)d}}$$

D'autre part, si l'on désigne par X la force électrique en volts par centimètre, et par p la pression en millimètres de mercure, $\frac{\alpha}{p}$ et $\frac{\beta}{p}$ sont fonction de $\frac{X}{p}$.

La relation (1) permet de calculer la distance explosive a . Si l'on fait $d = a$, il vient en effet :

$$(2) \quad a - \beta e^{(\alpha - \beta)a} = 0.$$

Une première vérification des relations précédentes (relations théoriques de Towsend) consiste à mesurer le courant entre les plaques pour différentes valeurs de leur distance d et à comparer les valeurs du courant q à celles que fournit pour n la formule (1).

Ce contrôle a été opéré, tant pour l'argon que pour l'hélium, à différentes pressions (de 1 millimètre à 10 millimètres) et a donné des résultats très satisfaisants.

Une seconde manière de procéder pour obtenir les vérifications cherchées, consiste à déterminer expérimentalement les potentiels explosifs que la relation (2) permet de calculer pour différentes distances a . L'accord que l'on obtient ainsi est également très bon.

Le potentiel explosif minimum pour l'argon serait 235 volts, et pour l'hélium pur 200 volts environ.

HOWARD L. BRONSON. — On the relative activity of the emanation and the active deposit from thorium and from actinium (Sur l'activité relative de l'émanation et le dépôt actif du thorium et de l'actinium). — P. 291.

Un grand nombre de calculs de radio-activité sont basés sur l'hypothèse que chaque atome des différents corps radio-actifs donne naissance, lors de sa transformation, à une seule particule α . Cette hypothèse se trouve vérifiée pour le radium et les divers produits de sa transformation ; mais il ne paraît pas en être de même pour le thorium.

C'est en effet ce que montre l'expérience. La méthode employée par l'auteur consistait à comparer directement l'ionisation produite par l'émanation et le dépôt actif, lorsque les deux substances se trouvent en équilibre.

L'interprétation la plus simple des résultats obtenus est que : un atome de thorium C donne naissance par sa désintégration au même nombre de particules α qu'un atome de thorium B, et un atome d'émanation de thorium produit un nombre de particules quatre fois plus considérable.

Un atome d'émanation d'actinium en se désintégrant donne naissance à un nombre de particules α deux fois plus grand qu'un atome de dépôt actif.

F. RUTHERFORD. — Experiments with the radium emanation. The volume of the emanation (Expériences avec l'émanation du radium. Le volume de l'émanation). — P. 300.

Le volume d'émanation provenant de la transformation d'un poids déterminé de radium peut être calculé en partant des données que l'on possède : nombre des particules α émises par 1 gramme de radium, et charge d'une particule α .

Selon les données les plus récentes (recueillies par l'auteur), le calcul conduirait à la valeur de $0^{\text{mm}^3},57$ pour le volume de l'émanation correspondant à la transformation de 1 gramme de radium à la température ordinaire et à la pression atmosphérique.

Les mesures directes de Ramsay et Soddy conduiraient à une valeur assez différente. Les premières expériences de Ramsay ont donné la valeur de $1^{\text{mm}^3},2$, et des expériences plus récentes lui ont fourni la valeur de $7^{\text{mm}^3},07$, qui s'écarte encore davantage de la valeur indiquée par le calcul.

L'auteur a pu reprendre la mesure directe du volume de l'émanation en opérant sur une quantité relativement considérable de radium (préparation contenant 250 milligrammes de radium, mise gracieusement à sa disposition par l'Académie des sciences de Vienne).

Les deux méthodes connues pour obtenir l'émanation (application de la chaleur 830° centigrades et dissolution) ont été successivement employées. La purification a été opérée avec beaucoup de soin par condensation dans un bain d'air liquide et séjour prolongé sur de la potasse. Le plus petit volume initial observé a été de $0^{\text{mm}^3},80$ et le plus petit volume, après contraction, de $0^{\text{mm}^3},58$ pour la quantité d'émanation correspondant à 1 gramme de radium.

Comme l'émanation ne paraît pas sensiblement absorbée dans le tube capillaire pendant les premières heures quand il n'y a pas passage de décharge, il est plausible d'adopter pour la valeur du volume celle que l'on observe après contraction. Cette valeur concorderait admirablement avec la valeur que fournit le calcul. La valeur erronée donnée par Ramsay et Cameron tiendrait à ce que l'émanation employée n'était pas parfaitement pure. Les dernières traces de CO^2 sont en fait très difficiles à faire disparaître.

E. RUTHERFORD et T. ROYDS. — Spectrum of the radium emanation
(Spectre de l'émanation du radium). — P. 313.

L'émanation employée pour l'observation spectroscopique a été purifiée par condensation dans un bain d'air liquide et séjour prolongé sur de la potasse.

L'émanation était contenue dans un tube capillaire à électrodes de platine (à la pression de 1^{mm},4 de mercure). Le tube prend, lors de la décharge, une teinte bleuâtre. Le spectre présente un grand nombre de lignes nouvelles qui n'ont pas été signalées dans la description du spectre donné précédemment par Ramsay et Collie en 1904.

Deux photographies ont été prises à l'aide d'un spectroscope de Hilger. La première épreuve (la moins exposée) montre une trentaine de raies, les plus intenses. La seconde épreuve (la plus exposée) montre une centaine de raies, parmi lesquelles on trouve également celles de l'hydrogène et du mercure.

Un tableau complet des longueurs d'ondes des raies observées est joint au mémoire.

W. DUDELL. — Short spark phenomena
(Phénomènes présentés par de courtes étincelles). — P. 340.

Dans le circuit secondaire d'une bobine d'induction dont le primaire est alimenté par courant continu et interrupteur, se trouvent intercalés en série un ampèremètre thermique et un galvanomètre magnétique à cadre mobile.

Tant qu'il n'y a pas d'étincelle dans le circuit secondaire, le galvanomètre magnétique demeure au zéro et l'ampèremètre thermique indique un courant relativement faible (3,8 milliampères dans les conditions de l'expérience).

Si, sans rien changer au régime d'alimentation, on introduit dans le circuit secondaire un éclateur (à électrodes d'aluminium de préférence), de manière à fermer le circuit par une étincelle très courte, on observe que le galvanomètre prend une déviation permanente, tandis que l'intensité efficace qu'indique le thermique subit un accroissement notable. Cette augmentation de l'intensité efficace varie d'abord dans le même sens que la longueur d'étincelle, atteint

un maximum (70 milliampères) pour une étincelle de 1^{mm},4 environ, puis va ensuite en décroissant.

Cet effet s'interprète aisément par la production d'oscillations énergiques dans les conducteurs qui relient les pôles de la bobine à l'éclateur. Le maximum que l'on constate résulte de ce que deux effets inverses tendent à se produire lorsque la longueur de l'étincelle augmente : un accroissement du potentiel explosif et un accroissement de résistance.

W. RICHARDSON et C. BROWN. — The kinetic energy of the negative electrons emitted by hot bodies (L'énergie cinétique des électrons négatifs émis par les corps chauds).— P. 353.

L'objet des expériences est de déterminer la valeur $w = \frac{1}{2} mu^2$, m étant la masse d'un électron émis par une plaque métallique chaude et u la composante de la vitesse de l'électron normale à la plaque.

La méthode consiste en principe à mesurer la rapidité de charge d'une armature métallique isolée A placée en regard d'une plaque métallique B portée à une température élevée. A mesure que la plaque B émet des ions, l'armature A se charge négativement, et il s'établit entre les plaques une différence de potentiel qui tend à s'opposer au flux d'électricité. En étudiant la manière dont varie avec le temps, soit le courant, soit la différence de potentiel des plaques, on peut obtenir des valeurs susceptibles d'être soumises au contrôle de la théorie.

En traitant les ions émis comme des molécules gazeuses, on peut leur appliquer la loi de Maxwell pour calculer la distribution des vitesses.

On trouve ainsi, entre l'intensité i du courant et la différence de potentiel correspondante V , la relation :

$$\mathcal{L} \frac{i}{i_0} = - \frac{ne}{R\theta} V;$$

n est le nombre des molécules dans 1 centimètre cube de gaz à 0° et 760 millimètres, θ est la température absolue et R la constante des gaz; e est la charge d'un électron.

De cette relation on déduit la suivante :

$$V = \frac{R\theta}{nc} \mathcal{L} \left(1 + \frac{ne}{R\theta} \cdot \frac{i_0}{C} t \right),$$

où C la capacité de l'armature isolée et t la durée du passage du courant de charge.

La première relation donne la valeur du courant en fonction de la différence de potentiel, et la seconde donne la valeur de la différence de potentiel en fonction du temps de charge. Ces deux relations ne sont pas indépendantes. Aussi, pour vérifier la théorie, suffit-il de contrôler l'une d'elles seulement. C'est ce que font les auteurs pour la relation :

$$\mathcal{E} \frac{i}{i_0} = - \frac{ne}{R\theta} V;$$

et avec un dispositif expérimental dont le mémoire donne une description complète.

L'accord des observations avec la théorie est aussi satisfaisant que possible.

On peut en déduire qu'à la température à laquelle on a opéré, soit 1650° (absolus), la valeur moyenne de u , composante de la vitesse normale à la plaque chaude des ions émis, a pour valeur $1,5 \times 10^7$ centimètres par seconde.

Le courant maximum observé dans les expériences était de $4,7 \times 10^{-11}$ ampère et correspondait à une émission de $3,6 \times 10^8$ ions par seconde.

J.-C. MAC LENNAN et W.-T. KENNEDY. — On the radioactivity of potassium and other alkali metals (Sur la radioactivité du potassium et des autres métaux alcalins). — P. 377.

Les auteurs établissent les points suivants :

L'activité de couches uniformes de sels actifs de potassium est proportionnelle à la surface de la couche de sel employé. Cette activité va en croissant avec l'épaisseur de la couche de sel jusqu'à une épaisseur de 2 à 3 millimètres.

Des variations notables d'activité ont été rencontrées dans des échantillons de divers sels de potassium de même composition et regardés commercialement comme chimiquement purs.

Les rayons des sels de potassium possèdent un grand pouvoir pénétrant et présentent une grande analogie avec les rayons β de l'uranium X.

L'activité des sels de potassium n'est due ni à une excitation secondaire de rayons pénétrants provenant d'une source extérieure, ni

à l'existence dans ces sels d'une faible quantité de substance active déjà connue.

De tous les métaux alcalins le potassium seul présente une radio-activité marquée.

EDWIN BIDWELL. — On the principle of relativity
(Sur le principe de relativité). — P. 419.

E. CUNNINGHAM. — On the principle of relativity and the electromagnetic mass of the electron (Sur le principe de relativité et la masse électromagnétique de l'électron). — P. 423.

Ces deux notes contiennent une discussion de la théorie de Bucherer (électron déformable de Bucherer-Langevin) et une réponse de Cunningham aux objections et aux critiques présentées par Bucherer dans un précédent mémoire.

Lord RAYLEIGH. — On interference fringes obtained with glass wedges, and their application to the examination of plate-glass (Sur les franges d'interférence obtenues à l'aide de glaces prismatiques et leur application à l'examen des glaces). — P. 435.

Les franges en question sont des franges de lames épaisses, c'est-à-dire des franges produites par l'interférence des rayons réfléchis aux surfaces extérieures des lames superposées. Elles sont en général beaucoup moins brillantes que celles qui proviennent de l'interférence des rayons réfléchis aux surfaces adjacentes (anneaux ordinaires de Newton).

On peut les rendre aisément visibles par un artifice simple, qui consiste à interposer sur le trajet du faisceau incident un écran convenable et à regarder sous une incidence notable.

Au contraire des anneaux de Newton, ces franges observées par transmission sont aussi brillantes que par réflexion et ne subissent aucun déplacement quand on exerce une pression sur les lames en modifiant l'épaisseur de la lame d'air interposée. Elles peuvent être utilisées avec avantage pour faire l'examen rapide du parallélisme ou de la planéité d'une glace. On les produit alors en superposant à la glace soumise à l'examen un fragment découpé dans la glace même.

LORD RAYLEIGH. — On reflection from glass at the polarizing angle
(Sur la réflexion sur le verre à l'angle de polarisation). — P. 444.

On sait que l'expérience montre, contrairement aux indications de la théorie, que la polarisation d'un faisceau de lumière tant soit peu intense, réfléchi sur une lame de verre sous l'angle de polarisation, est loin d'être complète.

La raison de cette anomalie doit être vraisemblablement recherchée dans l'état de la surface du verre, c'est-à-dire dans les traces d'humidité ou de matière grasse qui la recouvre.

Si l'on considère qu'il suffit d'une pellicule d'huile d'une épaisseur de 2.10^{-7} centimètre pour arrêter les mouvements du camphre dans l'eau, on conçoit que des traces encore plus faibles et impossibles à déceler peuvent être susceptibles d'apporter quelque trouble à un phénomène aussi délicat que celui de la réflexion.

L'écart avec les formules de Fresnel peut être évalué par la grandeur du coefficient K de Jamin, qui représente le rapport des amplitudes réfléchies pour les deux plans principaux quand la lumière tombe sous l'incidence brewstérienne et est polarisée à 45° de ces plans.

L'auteur relate un certain nombre de déterminations du coefficient K exécutées dans diverses conditions de polissage ou d'altération voulue de la surface de glaces de verre. L'expérience montre que, par un polissage soigneux au rouge d'Angleterre on peut parvenir à rendre l'ellipticité presque nulle. Certaines altérations de la surface ne peuvent être attribuées qu'à l'action de l'acide carbonique de l'air.

F.-E. SMITH. — The variation of manganin resistances with atmospheric humidity
(La variation des résistances de manganin avec l'humidité atmosphérique). — P. 450.

Examen de bobines de résistance étalonnées de diverses provenances et recherche des moyens propres à protéger les étalons des dépôts d'humidité capables d'altérer leur valeur.

JOHN ALMY. — Minimum spark potentials (Potentiels explosifs minima). — P. 456.

Des expériences récentes (Earhart, Shaw, Hobbs, Kinsley)

semblent montrer qu'une décharge par étincelle peut se produire à un potentiel sensiblement inférieur à celui que l'on désigne d'ordinaire par « potentiel minimum explosif » et qui est égal à 350 volts dans l'air à la pression atmosphérique.

Ces résultats seraient en désaccord avec ceux de Carr, qui a établi l'existence d'un potentiel minimum au-dessous duquel il est impossible d'obtenir une décharge dans un gaz à une distance quelconque et pour une pression quelconque.

La question paraît devoir être examinée à nouveau.

L'auteur a opéré soit avec des électrodes sphériques minuscules (sphères de 0^{cm},0035 de rayon) obtenues par fusion au chalumeau oxyhydrique de fils de platine de 0^{cm},0057 de diamètre, soit avec des aiguilles d'acier, portées par les plaques d'un interféromètre Fabry-Perot.

On constate qu'il se produit parfois une décharge (ou un court-circuit dans le circuit de décharge) alors que le potentiel présente une valeur notablement inférieure au potentiel minimum de décharge (350 volts).

Les électrodes sont alors invariablement fondues et soudées l'une à l'autre. Dans le cas où le potentiel appliqué est supérieur à la valeur minimum, la décharge se produit toujours sans être accompagnée de la fusion des électrodes.

Il arrive parfois qu'à un potentiel voisin de 350 volts il se produit une série de décharges accompagnées d'un son musical ou d'un bourdonnement analogue à celui que l'on observe avec le berceau de Trevelyan. Ceci paraît indiquer que les électrodes vibrent et subissent des déplacements ; ces déplacements ne peuvent être attribués qu'à une altération électrostatique entre les électrodes.

Pour se mettre à l'abri de cette cause d'erreur, l'auteur s'est efforcé d'assurer la parfaite rigidité des supports des électrodes à l'aide de bandes épaisses de caoutchouc bien serrées de manière à annuler complètement le temps perdu des vis micrométriques. Dans ces conditions, les électrodes demeurent exactement à la distance à laquelle on les a placées avant l'application de la différence de potentiel.

Les expériences conduisent à la conclusion ferme qu'à une distance égale aux 0,3 de la longueur d'onde de la raie du sodium (soit à une distance de 0^{cm},0000177), un potentiel de 330 volts est toujours insuffisant pour provoquer une décharge dans l'air à la pression

atmosphérique, tandis qu'un potentiel de 360 volts suffit à produire la décharge. Dans les expériences contradictoires dont il a été question, les potentiels observés comme potentiels explosifs seraient simplement les potentiels capables de donner aux électrodes, par attraction électrostatique, le déplacement voulu pour les amener au contact.

B.-S. COHEN. — *The production of small variable frequency alternating currents suitable for telephonic and other measurements (Production de faibles courants alternatifs de fréquences variables susceptibles d'être utilisés pour des mesures téléphoniques et autres).* — P. 480.

Les dispositifs décrits ont pour objet de produire des courants alternatifs de différentes formes (simples ou complexes) de la puissance des courants téléphoniques et capables d'être substitués pour les mesures téléphoniques aux courants qui prennent naissance sous l'effet de la parole.

Les courants téléphoniques ordinaires ont une intensité de quelques milliampères et un potentiel de 2 à 10 volts au plus. La fréquence de l'oscillation fondamentale varie de 100 à 300 périodes par seconde, et la fréquence des harmoniques les plus élevés varie de 4000 à 5000, les harmoniques de fréquence supérieure à 1500 étant peu importants. Pour produire de tels courants, il conviendrait d'avoir un alternateur d'une puissance de 1 watt au maximum, capable de donner des fréquences comprises entre 100 et 800 environ.

L'auteur décrit un alternateur qui répond à ces desiderata. Cet alternateur est du type à inducteur. Excité par une f. é. m. de 30 volts il présente une puissance de 0,3 watt.

La forme du courant aux diverses fréquences est sinusoïdale et la différence de potentiel égale à 10,5 volts.

Pour obtenir la production d'oscillations amorties, on excite à l'aide de l'alternateur un circuit oscillatoire en résonance constitué par une self-induction et une capacité convenables.

On fait varier la fréquence des trains d'oscillations à l'aide d'un interrupteur à fil métallique vibrant qui, mis en mouvement par un électro, est susceptible de donner des fréquences de 100 à 250 par seconde.

F. SODDY. — Attempts to detect the production of helium from the primary radio-elements (Tentatives pour déceler la production de l'hélium à partir des éléments radio-actifs primaires). — P. 513.

Les données les plus récentes permettent d'évaluer à 2×10^{-12} par année le taux de production de l'hélium à partir de l'uranium ou du thorium.

On conçoit que, même en laissant les produits de la transformation s'accumuler pendant plusieurs mois, il soit extrêmement délicat de déceler les quantités infinitésimales d'hélium capables de prendre naissance.

La méthode spectroscopique employée permet de déceler à coup sûr une quantité d'hélium égale à 2×10^{-10} grammes. Comparée aux méthodes basées sur les phénomènes radioactifs qui permettent de déceler une quantité de radium égale à 10^{-11} gramme, la méthode spectroscopique présente une sensibilité 20 fois moins grande seulement.

Jusqu'à présent les expériences n'ont donné de résultat parfaitement net qu'avec le thorium. En laissant les produits de transformation de 350 grammes de nitrate de thorium s'accumuler pendant sept mois, on a obtenu une quantité d'hélium égale à 2×10^{-10} grammes.

Cette quantité correspond bien à la valeur théorique calculée du taux de production de l'hélium à partir du thorium, qui est de 2×10^{-12} par année.

D.-N. MALLIK. — Magnetic rotation of electric discharge
(Rotation magnétique d'une décharge électrique). — P. 531.

Dans un tube de de la Rive, la décharge passe en général par trois états : décharge en écheveau, décharge en nappe, luminescence unifornne. Le premier état ne se produit pas dans l'air quand la distance des électrodes est faible.

La rotation de la décharge sous l'action d'un champ magnétique se produit seulement quand elle est sous forme de nappe, et pour une valeur de la pression qui dépend de la nature du gaz, de la différence de potentiel entre les électrodes et de leur distance. La loi de la rotation est différente selon que le gaz se décompose ou non sous l'action de la décharge.

Pour un gaz qui ne se décompose pas (air, H, Az), on a, en désignant par p la pression et par T la période de la rotation,

$$\frac{p}{T} = C^{te}.$$

Cette constante varie d'ailleurs en raison inverse de la densité du gaz.

Pour les gaz ou les vapeurs susceptibles de subir une décomposition partielle sous l'effet de la décharge (CO^2 , SO^2 , ...), le rapport $\frac{p}{T}$ augmente avec la pression et la densité du gaz.

Dans les gaz pour lesquels la relation $\frac{p}{T} = C^{te}$ est vérifiée, la différence de potentiel entre les électrodes est une fonction linéaire de la pression qui va en croissant avec la densité du gaz.

Dans l'air et probablement dans tous les gaz, la vitesse angulaire de la rotation est proportionnelle à la force électromotrice qui produit la décharge et va en croissant quand la longueur de la décharge diminue.

JOHN SATTERLY. — The amount of radium emanation in the atmosphere (La quantité d'émanation du radium contenue dans l'atmosphère). — P. 584.

La quantité d'émanation du radium contenue dans l'atmosphère près de la surface du sol (à Cambridge) a été mesurée par deux méthodes : absorption par le charbon et condensation par l'air liquide.

Les deux méthodes ont donné des résultats concordants.

Bien que la teneur d'émanation par mètre cube d'air soit sujette à des variations notables, elle peut être regardée comme égale *en moyenne* à celle qui serait en équilibre radioactif avec 100×10^{-12} gramme de radium environ.

On n'a pu trouver aucune relation entre la variation de la teneur d'émanation de l'atmosphère et les variations de pression ou de température.

La quantité d'émanation qui a été trouvée est susceptible de produire environ 3 ions par centimètre cube et par seconde. C'est un nombre dix fois moindre que celui qu'on observe normalement. On doit en inférer que l'ionisation naturelle de l'air ne doit être attri-

buée que pour une faible part à la présence dans l'atmosphère de l'émanation du radium ou de ses produits.

A.-S. EVE. — On the amount of radium emanation in the atmosphere near the earth's surface (Sur la teneur d'émanation du radium de l'atmosphère au voisinage de la surface de la terre). — P. 622.

Les présentes expériences ont été exécutées à Montréal. Pour doser le gaz radio-actif, on a employé le procédé d'absorption par le charbon. Les mesures ont été poursuivies pendant l'intervalle d'une année entière et ont donné les résultats suivants :

La quantité de radium qui serait en équilibre avec la quantité moyenne d'émanation contenue dans 1 mètre cube d'air est égale à 60×10^{-12} gramme.

La teneur d'émanation de l'air atmosphérique varie entre un maximum et un minimum. Le rapport du maximum au minimum est environ de 7 à 1.

Les quantités d'émanation observées en hiver ou en été sont peu différentes. De grandes variations de température paraissent n'exercer qu'une influence négligeable sur la quantité d'émanation existante.

L'approche d'un cyclone accompagné de pluie abondante ou d'un dégel amène un accroissement sensible de la quantité d'émanation, tandis qu'un temps sec ou très froid entraîne une diminution notable de l'émanation.

F. SODDY. — The relation between uranium and radium
(La relation entre l'uranium et le radium). — P. 632.

Les résultats de cette seconde série d'expériences ont confirmé ceux qui ont été obtenus en 1903. Ils montrent qu'il existe dans les sels d'uranium du commerce, en quantité d'ailleurs extrêmement faible, une substance capable de produire du radium. Dans les échantillons essayés, cette substance constitue le millième de la quantité de substance radio-active qui correspond aux conditions d'équilibre du minéral naturel. La portion principale de ce « parent » du radium demeure sans doute contenue dans les eaux-mères de cristallisation des sels d'uranium et se trouve ainsi perdue.

Dans les sels d'uranium purifiés, préparés par Mackenzie

en 1903-1906, l'accroissement du radium serait de 5×10^{-11} gramme par kilogramme d'uranium en 2 années $3/4$ pour l'un des échantillons, et de 10^{-11} gramme par kilogramme d'uranium en 1 année $2/3$ pour un autre échantillon.

Ces données permettent d'inférer que s'il existe un seul intermédiaire entre l'uranium et le radium, la durée de la vie de cette substance serait de 16 500 ans, soit six fois environ celle du radium. Il en résulte que les minéraux doivent contenir une quantité six fois plus grande de cette substance que de radium.

S'il existe deux substances intermédiaires au lieu d'une seule, le produit de leur période serait égal à 10 000 années, de sorte que si ces substances se trouvent en quantités égales, la période de chacune d'elles doit être de un siècle.

BELLINI et TOSI. — A directive system of wireless telegraphy
(Un système de télégraphie sans fil dirigée). — P. 638.

Le transmetteur est un circuit presque complètement fermé constitué par un grand cadre triangulaire (la pointe en haut) et excité par induction. Le rayonnement d'un tel système présente une dissymétrie marquée. L'énergie rayonnée est maximum dans le plan du cadre, tandis qu'elle est sensiblement nulle dans un plan perpendiculaire. Le champ, exploré à l'aide d'un thermogalvanomètre de Duddell ou d'un bolomètre, donne un diagramme composé de deux cercles tangents tels que le diamètre qui passe par le point de contact se trouve dans le plan du circuit rayonnant.

Au lieu d'employer un pareil système comme transmetteur, si on l'emploie comme collecteur d'ondes en excitant un détecteur convenable par les oscillations mises en jeu dans le cadre triangulaire, le même phénomène se produit à la réception.

Le détecteur accuse un maximum d'énergie reçue lorsque le plan du cadre coïncide avec la direction du poste transmetteur et un minimum (minimum nul dans le cas présent), quand le plan du cadre est perpendiculaire à la direction de propagation.

On peut donc, en employant comme transmetteur un pareil cadre triangulaire et orientant le plan de ce cadre, émettre des ondes dans une direction privilégiée, ou bien, en employant un cadre analogue comme collecteur, l'orienter de manière à repérer la direction dans laquelle se propagent les ondes reçues. Les auteurs ont imaginé un

dispositif qui évite que l'on ait à s'astreindre à orienter le cadre tout entier. Le système de transmission (ou de réception) comprend deux cadres triangulaires identiques dont les plans sont rectangulaires et qui occupent une position invariable. Ces cadres se trouvent reliés respectivement à deux enroulements secondaires également fixes, et dans lesquels les oscillations sont induites par un enroulement primaire mobile que l'on peut faire tourner autour de l'axe de symétrie (axe vertical) du système.

Le champ électromagnétique dans l'espace est dû à la superposition des champs partiels créés par chacun des cadres. Son intensité, dans un azimut donné, est indépendante de la position des cadres, mais dépend de l'orientation de l'enroulement primaire.

On peut imaginer un dispositif identique à la réception. Le détecteur est alors excité par la bobine mobile (à l'aide d'un circuit de résonance approprié) et donne une indication maximum, lorsque cette bobine se trouve orientée dans le plan de propagation des ondes reçues.

Un pareil dispositif (radiogoniomètre) permet de localiser la direction dans laquelle est situé un poste d'émission. Avec un tel dispositif toutefois on ne peut déterminer qu'une *direction*, mais non un *sens*.

Les auteurs lui ont apporté un nouveau perfectionnement qui permet d'atteindre ce résultat.

Il consiste à employer, conjointement au système des deux cadres rectangulaires à rayonnement *dissymétrique*, une antenne verticale à rayonnement *symétrique*.

Le diagramme du champ devient alors une cardioïde et ne présente plus de centre de symétrie. Dans ces conditions, l'azimut d'un poste d'émission peut être déterminé avec une certaine approximation.

Les expériences effectuées avec le système entre les stations de Dieppe — Barfleur — le Havre, dont les directions présentent des angles de 23°, auraient donné des résultats tout à fait satisfaisants.

J.-J. THOMSON: — Positive rays (Rayons positifs). — P. 657.

Bien que les rayons cathodiques ordinaires constituent la portion la plus apparente du rayonnement de la cathode, il existe d'autres radiations qui se trouvent mélangées avec eux et ont été signalées à diverses reprises tant par l'auteur même que par Goldstein.

Goldstein a été conduit à distinguer dans ces radiations qui ne sont pas sensiblement déviées par un champ magnétique faible, cinq espèces de rayons en outre des rayons cathodiques.

De récentes expériences de Villard (*C. R. de l'Ac. des Sc.*, 1906, p. 673) ainsi que les propres expériences de l'auteur, montrent que plusieurs de ces rayons sont déviés par un champ électrique ou un champ magnétique intense; le sens de la déviation indique qu'ils transportent des charges positives.

Le présent mémoire contient une étude complète de ces rayons et des relations qu'ils présentent, soit avec les rayons-canaux proprement dits, soit avec les rayons obtenus par Goldstein avec une double cathode; soit avec les rayons magnéto-cathodiques de Villard.

Le mémoire se compose de plusieurs parties :

Dispositifs propres à la production des rayons positifs et propriétés de ces rayons ;

Détermination du rapport $\frac{e}{m}$ pour les rayons positifs : Un tube à électrodes auxiliaires a donné la valeur $1,04 \cdot 10^4$ pour le rapport $\frac{e}{m}$; un autre type de tube sans électrodes auxiliaires a donné pour le même rapport la valeur $0,99 \cdot 10^4$. On peut admettre la valeur moyenne $\frac{e}{m} = 10^4$.

Expériences avec les cathodes doubles de Goldstein : Goldstein a montré qu'avec une cathode constituée par deux plaques parallèles reliées électriquement l'une à l'autre, on obtient dans l'intervalle des plaques des faisceaux de rayons qui diffèrent des rayons cathodiques. Avec deux plaques triangulaires, notamment, il se produit deux sortes de pinceaux de rayons : ceux qui sont émis normalement aux côtés et sont déviés par un champ magnétique, et ceux qui sont émis par les angles et ne sont pas déviés. Dans un tube à hélium, les rayons émis par les angles sont rouges et les rayons émis par les côtés sont bleus. Ces deux sortes de rayons fournissent la même valeur 10^4 pour le rapport $\frac{e}{m}$ que les rayons positifs et que l'une des espèces de rayons-canaux.

Le mémoire contient également une interprétation de la nature des ions positifs dans les différents gaz lorsque l'ionisation s'est établie d'une manière permanente.

JOHN TROWBRIDGE. — Positive rays (Rayons positifs). — P. 697.

Principe d'une méthode de mesure de la vitesse des rayons positifs par production d'une *onde stationnaire* ou région de maximum des collisions dans l'espace compris entre l'anode et la cathode d'un tube à vide.

Si, dans un circuit oscillatoire, on désigne par λ la longueur d'onde, par V la vitesse de la lumière, T la période, s la distance entre l'anode et la cathode, et v' la vitesse des rayons positifs, on a :

$$\lambda = VT, \quad s = v'T, \quad \text{c'est-à-dire} \quad v' = \frac{Vs}{\lambda}$$

En accordant convenablement un circuit contenant un condensateur, une self-induction et le tube à décharge, on peut faire en sorte que la région du maximum des collisions se produise à l'orifice même de l'ouverture pratiquée dans la cathode.

Cette région se trouve indiquée par la fluorescence d'un écran recouvert de willemite.

Pour exécuter l'expérience, on modifie progressivement la période du circuit oscillatoire à l'aide d'une self-induction variable, et on observe la fluorescence de l'écran qui passe par un maximum lorsque la longueur d'onde atteint une valeur λ_0 telle que $\lambda = \frac{V}{v'} s$.

On a observé que la fluorescence de l'écran commence à se produire pour une valeur $\lambda = 380$ mètres, et présente un maximum pour une valeur $\lambda = 620$ mètres. Mais ce maximum correspond aux rayons cathodiques et non aux rayons positifs.

Dans les limites des longueurs d'onde employées, la phosphorescence due aux rayons positifs conserve sensiblement la même intensité. L'objet en vue n'a donc pu être atteint.

GILBERT N. LEWIS. — A revision of the fundamental laws of matter and energy (Une revision des lois fondamentales de la matière et de l'énergie). — P. 705.

L'auteur pose en principe que la quantité de mouvement et l'énergie d'un pinceau de radiation sont dues à une masse qui se meut avec la vitesse de la lumière.

De ce principe admis comme postulat, il résulte que la masse d'un corps est fonction de l'énergie qu'il contient.

Il est alors nécessaire de substituer à l'axiome de la mécanique ordinaire (ou newtonienne) que la masse d'un corps est indépendante de sa vitesse, un autre axiome selon lequel la masse va en croissant avec l'énergie cinétique.

On peut construire une nouvelle mécanique basée sur cet axiome et sur les autres principes fondamentaux de la mécanique ordinaire conservés tels quels, notamment sur les lois de conservation de la masse, de l'énergie et de la quantité de mouvement.

Dans ce système, la quantité de mouvement est mv , l'énergie cinétique a la valeur $\frac{1}{2}mv^2$ pour les vitesses ordinaires et la valeur mv^2 lorsque v est voisine de la vitesse de la lumière. La masse d'un corps est une fonction de la vitesse qui devient infinie quand la vitesse atteint la vitesse de la lumière. L'équation obtenue est en accord avec les expériences de Kaufmann sur la relation entre la masse d'un électron et sa vitesse.

Le nouveau point de vue conduit à une conception tout à fait particulière de la nature de la lumière et conduit théoriquement à un moyen propre à établir une distinction entre le mouvement relatif et le mouvement absolu.

C.-V. DRYSDALE. — A vacuum-tube model for demonstrating the propagation of alternate currents in cables (Un modèle de tube à vide pour la démonstration de la propagation des courants alternatifs dans les câbles). — P. 718.

Quand on observe les ondes stationnaires dans un solénoïde à l'aide d'un long tube luminescent parallèle à l'axe du solénoïde, on constate que les régions d'éclat maximum et les régions obscures ne coïncident pas avec les régions de maximum et de minimum de potentiel. On doit en inférer que la luminescence d'un pareil tube dépend en chaque point non de la valeur même du potentiel, mais de la valeur du gradient $\frac{dV}{dx}$ du potentiel le long du tube. En se reportant à l'équation de propagation $\frac{dV}{dx} = CI$, on voit que la luminescence du tube est proportionnelle au courant dans le solénoïde. Ainsi, tandis qu'un tube à vide perpendiculaire à l'axe donne des indica-

tions sur la *tension*, un tube à vide parallèle à l'axe donne des indications sur le courant aux différents points.

L'auteur décrit un dispositif constitué en principe par un solénoïde long et étroit et deux systèmes de tubes à vide — un long tube parallèle à l'axe et une série de petits tubes perpendiculaires à l'axe — qui permet d'étudier les diverses circonstances de la propagation d'oscillations le long d'un conducteur possédant de la *self-induction* et de la capacité distribuées d'une manière homogène selon l'axe.

E.-L. HANCOCK. — Results of tests of materials subjected to combined stresses (Résultats d'épreuves de matériaux soumis à des efforts superposés). — P. 720.

Les épreuves en question ont consisté à soumettre des échantillons d'acier à des efforts simultanés de torsion et de tension, flexion ou compression, et ont permis de comparer les différentes relations auxquelles on est conduit selon la théorie que l'on adopte.

Les théories en faveur sont au nombre de trois :

1° La théorie de l'effort maximum, qui suppose que l'échantillon cède quand l'effort de tension (ou compression) exercé sur l'un des éléments, atteint une valeur maximum. Cette théorie conduit à la relation :

$$q = \frac{1}{2} [p \pm \sqrt{p^2 + 4p^2_s}],$$

où q représente la tension maximum pour les efforts superposés, p et p_s la tension et la torsion pour des efforts séparés ;

2° La théorie de la déformation maximum. D'après cette théorie, l'échantillon cède quand la déformation de l'un des éléments atteint une certaine valeur. Avec les notations précédentes, elle conduit à la relation :

$$q = \frac{3}{8} p \pm \frac{5}{8} \sqrt{p^2 + 4p^2_s},$$

qui suppose que le rapport de Poisson (rapport de la contraction latérale à la déformation longitudinale) est égal à 0,25. L'expérience montre que ce rapport est loin d'être constant et diffère parfois notablement de la valeur 0,25 ;

3° La théorie du cisaillement maximum. Selon cette troisième théorie, l'échantillon céderait quand le cisaillement atteint une

valeur maximum. La théorie conduit à la relation :

$$q_s = \frac{1}{2} \sqrt{p^2 + p_s^2}$$

où q_s est le cisaillement maximum d'un élément.

C'est cette troisième relation qui satisfait le mieux aux déterminations expérimentales.

CHARLES H. LEES. — On the resistance of a conductor of uniform thickness whose breadth suddenly changes, and on the shapes of the stream-lines in the immediate neighbourhood (Sur la résistance d'un conducteur d'épaisseur uniforme dont la largeur varie brusquement, et sur la configuration des lignes de flux dans le voisinage immédiat de la région considérée). — P. 734.

O.-W. RICHARDSON. — The specific charge of the ions emitted by hot bodies (La charge spécifique des ions émis par les corps chauds). — P. 740.

La valeur de $\frac{e}{m}$, charge par unité de masse des ions *negatifs* émis par les différents corps incandescents, a fait l'objet d'un certain nombre de déterminations : elles ont donné la même valeur moyenne de 10^7 unités électromagnétiques pour tous les corps, ce qui indique que ces ions sont des électrons, identiques pour toutes les substances. Mais on ne s'est guère préoccupé jusqu'ici des ions *positifs* émis par les corps incandescents. Les seules déterminations effectuées pour ces ions sont celles de J.-J. Thomson, qui a donné pour le rapport $\frac{e}{m}$ dans le cas d'un fil de fer porté à une température élevée dans une atmosphère d'oxygène à faible pression, la valeur de 400. Les circonstances de production d'ions positifs par les corps chauds présentent des particularités qui indiquent que le phénomène est très complexe.

La production de ces ions a lieu, principalement, lorsque le fil est neuf, lorsqu'il a été exposé à une décharge lumineuse, ou qu'il est entouré d'une atmosphère gazeuse.

En discutant ces conditions de production, l'auteur avait été conduit à supposer que ces ions proviennent des gaz absorbés par le métal et à rejeter l'opinion qui tendrait à les considérer comme des électrons positifs.

Toutefois de récentes recherches de J.-J. Thomson l'auraient conduit à isoler des corpuscules positifs dans les rayons-canaux.

L'auteur a donc entrepris une nouvelle étude pour pénétrer la nature des ions positifs émis par les corps incandescents et a opéré les mesures à l'aide de dispositifs dont le mémoire contient la description, et qui diffèrent notablement de ceux qui ont été employés par J.-J. Thomson.

Il a obtenu pour les rapports $\frac{e}{m}$ et $\frac{m}{H}$ (H , masse de l'atome d'hydrogène ; m , masse de l'ion considéré) les valeurs suivantes pour le platine et le carbone :

Platine.....	$\frac{e}{m} = 384,$	$\frac{m}{H} = 25,7,$
Carbone.....	$\frac{e}{m} = 353,$	$\frac{m}{H} = 27,6.$

Pour le fer, J.-J. Thomson a trouvé $\frac{m}{H} = 24$. On voit que le rapport des masses des divers ions à celle de l'atome d'hydrogène a sensiblement la même valeur. Il est permis d'en inférer que ces ions ne peuvent être ni des atomes du corps chaud, ni des atomes ou des molécules d'hydrogène absorbé, ni les électrons positifs que Thomson a trouvés dans les rayons-canaux et que certains physiiciens ont supposé identiques aux rayons α . Les valeurs obtenues pour $\frac{m}{H}$ sont voisines de celles des poids moléculaires de Az^2 , CO et O^2 ; mais on n'entrevoit pas les raisons pour lesquelles les différents corps soumis aux expériences produiraient de tels gaz une fois chauffés.

Il est possible que les ions proviennent d'une même impureté contenue dans les divers corps chauffés. On peut observer, par exemple, que si des atomes de sodium positivement chargés étaient émis, ils donneraient pour le rapport $\frac{e}{m}$ une valeur voisine de celle qui a été observée.

C. TISSOT.

DISSYMMÉTRIES DANS LE PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN PRÉSENTÉ
PAR CERTAINES RAIES ET CERTAINES BANDES DES SPECTRES D'ÉMISSION
DES VAPEURS⁽¹⁾ ;

Par M. A. DUFOUR.

I. — RAIES D'ÉMISSION
DISSYMMÉTRIES D'INTENSITÉS DES COMPOSANTES.

Décompositions symétriques. — L'étude des modifications subies par les raies spectrales dans un champ magnétique a montré que, le plus souvent, une raie fournit un certain nombre de composantes, dont les intensités et les places dans l'échelle des fréquences admettent un axe de symétrie qui, jusqu'ici, a paru être presque toujours la raie primitive elle-même. Pour ces raies à décompositions symétriques, l'étude du phénomène de Zeeman, faite parallèlement ou perpendiculairement au champ, a toujours fourni dans les deux cas, comme l'a fait remarquer M. Cotton⁽²⁾, les mêmes résultats aussi bien au point de vue de la place que de l'intensité des composantes. A la vérité, ces constatations n'ont pas été extrêmement nombreuses : on n'a pas toujours pu surmonter les difficultés expérimentales qu'on rencontre dans ce mode d'observation. Jack⁽³⁾ déclare même qu'il lui a été impossible d'observer le sens de rotation de la lumière polarisée circulairement des composantes quand elles sont nombreuses.

C'est pourquoi je dirai d'abord un mot de la raie $\lambda = 4269,5$ du tungstène, étudiée par Jack, mais seulement perpendiculairement au champ. Elle fournit 13 composantes magnétiques dont 5 vibrent parallèlement au champ, les 8 autres vibrant perpendiculairement aux lignes de force ; les composantes admettent, comme axe de symétrie de position, la raie initiale ; mais il n'en est pas de même, d'après lui, pour les intensités des composantes vibrant perpendiculairement au champ.

J'ai fait quelques photographies du phénomène de Zeeman relatif

¹ Les résultats indiqués dans ce mémoire ont été exposés en partie devant la Société française de physique dans la séance du 4 décembre 1909.

² COTTON, *Société française de physique*, séance du 7 mai 1909. Voir le *Radium*, 6 (1909), 188-190.

³ JACK, *Thèse*, Göttingen, 1908.

à cette raie du tungstène. J'ai pris comme source une étincelle condensée jaillissant entre deux fragments de tungstène métallique dans l'air ; on a naturellement eu soin de mettre une self-induction dans le circuit de l'étincelle. Dans le champ magnétique, qui était ici de l'ordre de 25.000 unités, la raie $\lambda = 4269,5$ du tungstène se décompose effectivement en 13 composantes, comme l'a indiqué Jack, et donne un phénomène de Zeeman considérable. Mais je n'ai pas trouvé exactement les intensités relatives des composantes citées par cet auteur pour les vibrations perpendiculaires au champ ; ces intensités vont en croissant à mesure qu'on s'écarte de la raie initiale ; elles paraissent avoir, en première approximation, cette raie comme axe de symétrie, si l'on a soin de tenir compte, autant que cela est possible, de la cause d'erreur apportée par la raie $\lambda = 4269,9$, peu intense et assez voisine de la raie précédente pour se mélanger à ses composantes quand le champ est intense. J'ai pu réussir à photographier le phénomène longitudinal fourni par cette raie, ce qu'on avait vainement tenté d'effectuer jusqu'ici.

On constate ainsi que, même dans les cas des décompositions compliquées symétriques, la corrélation entre les résultats obtenus dans les deux sens principaux d'observation se vérifie.

Décompositions dissymétriques. — Pour d'autres raies d'émission, on a déjà constaté, dans l'observation faite perpendiculairement au champ, que la symétrie d'intensités n'existe plus par rapport à la raie initiale. On en trouvera des exemples assez nombreux dans le travail de Jack sur le tungstène et le molybdène, et de Moore ⁽¹⁾ sur le thorium. Cette dissymétrie n'a pas encore été signalée pour les raies d'émission dans l'observation du phénomène de Zeeman faite parallèlement aux lignes de force. Au cours des recherches que je poursuis sur le phénomène de Zeeman présenté par les bandes des vapeurs, j'ai rencontré quelques raies d'émission, parfaitement fines et bien définies et qui m'ont donné des composantes dont les intensités sont plus ou moins dissymétriques par rapport à la raie initiale ; j'ai pu ainsi établir la corrélation entre les phénomènes observés parallèlement au champ et ceux qu'on obtient dans l'observation perpendiculaire, même dans le cas des dissymétries ⁽²⁾. Ce sont ces résultats expérimentaux que je vais d'abord exposer.

(1) MOORE, *Phys. Zeits.*, 10 (1909), 297.

(2) *C. R.*, 148 (1909), 1594.

Technique employée. — J'ai utilisé comme source la flamme du chalumeau oxyacétylénique que j'ai déjà décrit et dans laquelle on injecte de l'oxyde de chrome pur du commerce. Je me suis limité à l'étude de la région du spectre comprise entre $\lambda = 5200$ et $\lambda = 5410$, qui contient le triplet vert intense du chrome, de longueurs d'onde 5204,49 ; 5206,02 et 5208,40 et un certain nombre d'autres raies moins intenses.

On a aussi employé l'étincelle condensée, avec self-induction dans le circuit, jaillissant entre deux fragments de chrome métallique. Mais les raies obtenues sont beaucoup moins fines et moins intenses qu'avec la flamme. Aussi je n'ai pu observer dans ces conditions que le triplet vert signalé précédemment. Les résultats donnés par l'étincelle ont été exactement les mêmes que ceux fournis par la flamme.

Le dispositif optique est celui qui m'a déjà servi dans des recherches antérieures⁽¹⁾. J'ai eu à ma disposition un gros électro-aimant Weiss, dont les noyaux ont 17^{cm},5 de diamètre et qui m'a fourni, entre pièces polaires percées et dans un entrefer de 8 à 10 millimètres, un champ de 28.000 unités environ. J'ai pu atteindre avec un entrefer plus petit un champ de 35.000 unités, mais les conditions d'observation étant moins commodes, j'ai opéré en général dans un champ de 28.000 unités seulement.

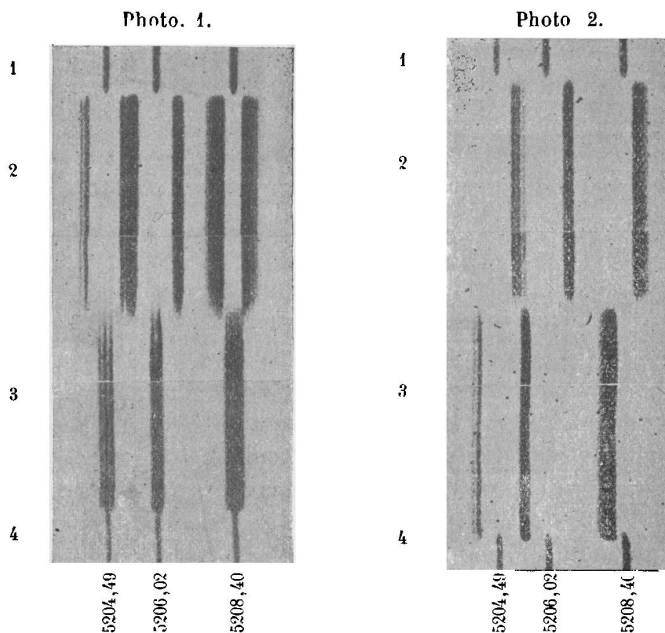
Les plaques photographiques ont été des plaques Wratten ; les poses ont duré en général une trentaine de minutes pour obtenir le spectre de la flamme dans le champ magnétique. Pour les photographies faites dans l'observation longitudinale, les régions correspondant aux vibrations circulaires de sens différents sont photographiées en même temps, grâce à l'artifice connu du double quart d'onde ; de même dans l'observation faite perpendiculairement au champ, le spectre des vibrations parallèles aux lignes de force est photographié en même temps que celui des vibrations perpendiculaires aux premières, par suite de l'emploi d'une lame demi-onde convenablement orientée. Enfin, dans certains cas, on a photographié sur la même plaque le spectre obtenu en l'absence de tout champ magnétique.

Les photographies 1 et 2 sont des agrandissements directs des négatifs originaux ; ceux-ci étant excellents, ils ont pu supporter un agrandissement de 12 fois et demi, ce qui transforme la plaque 9 × 12 centimètres utilisée en une plaque de 1^m,10 sur 1^m,50. On a

(1) *Le Radium*, 5 (1908), 291.

donc été forcé de couper les épreuves agrandies obtenues et de juxtaposer les parties intéressantes qu'on trouvera ici ; dans ce travail de coupure et d'assemblage, on a eu soin de ne pas séparer les parties qui doivent être comparées ensemble. Les régions supérieures et inférieures 1 et 4 des reproductions montrent les raies en l'absence de tout champ magnétique ; les régions centrales 2 et 3 donnent les spectres des vibrations circulaires ou rectilignes suivant que l'observation est faite parallèlement ou perpendiculairement au champ (dans ce dernier cas, la région 2 est formée des vibrations perpendiculaires au champ).

Résultats obtenus. — On n'a observé qu'une douzaine de raies fournies par la flamme de l'oxyde de chrome dans la partie verte du spectre. Le triplet vert du chrome avait déjà été étudié au point de vue du phénomène de Zeeman par Miller⁽¹⁾. Il avait trouvé que cha-



cune des raies de ce triplet fournissait elle-même un triplet. Grâce aux moyens plus puissants que j'ai employés, j'ai pu préciser ces résultats et montrer que la raie $\lambda = 5204,49$ donne un nonuplet, la raie $\lambda = 5206,02$ fournit un sextuplet et que la raie $\lambda = 5208,40$ se

(1) MILLER, *Ann. der Phys.*, **24** (1907), 125.

décompose en 15 composantes (photographies 1 et 2). En outre, l'une de ces raies présente des composantes d'intensités dissymétriques, fait non signalé par Miller.

J'ai calculé pour chacune de ces raies la valeur du rapport $\frac{\delta\lambda}{H\lambda^2}$ où λ est exprimé en centimètre et H en gauss; pour des composantes ayant l'écart normal, la valeur de ce rapport est $0,94 \cdot 10^{-4}$, d'après les mesures de MM. Cotton et Weiss. C'est cette valeur que j'ai prise comme unité pour exprimer les écarts des différentes composantes données par une même raie.

Les résultats des observations et des mesures faites sur les clichés photographiques sont indiqués dans le tableau suivant (pages 282-285).

REMARQUES. — 1° Il n'y a aucun doute possible sur l'existence des dissymétries d'intensités de composantes qui ont le même sens de vibration, puisqu'on les obtient ensemble sur la même plaque; il en est de même pour la corrélation entre les dissymétries d'intensités observées perpendiculairement aux lignes de force et celles qu'on obtient dans l'observation faite parallèlement au champ;

2° Les valeurs absolues des écarts des différentes composantes sont seulement approximatives, à cause des difficultés qu'on rencontre dans la mesure des clichés et de la précision peu élevée atteinte dans la mesure des champs. Les nombres relatifs à une même raie et obtenus à l'aide de clichés différents s'écartent les uns des autres d'une quantité variable qui peut atteindre au dixième de leur valeur; il en résulte que les nombres donnés ici, et qui en sont les moyennes, ne doivent pas être exacts à plus de 5 0/0 près.

Pourtant, dans certains cas, quelques conclusions peuvent être énoncées sans aucun doute. C'est ainsi que les doublets *cd* et *ef* de la raie $\lambda = 5264,15$ ont certainement des écarts différents.

En résumé, les résultats précédents peuvent s'exprimer ainsi : Les mêmes symétries ou dissymétries de positions ou d'intensités des composantes d'une même raie se retrouvent qualitativement et quantitativement, au moins en première approximation, *aussi bien dans l'observation longitudinale du spectre des vibrations circulaires que dans l'observation faite transversalement du spectre des vibrations perpendiculaires aux lignes de force*. De plus, les écarts des composantes sont en rapport simple avec l'écart normal, aux erreurs d'expérience près.

RAIE	INTENSITÉ APPROXIMA- TIVE	COMPOSANTES VIBRANT PARALLÈLEMENT AUX LIGNES DE FORCE			
		Désignation en allant du violet vers le rouge, c'est-à-dire de gauche à droite dans les photographies	Intensités approxima- tives des composantes	Valeur approchée des écarts en fonction de l'écart normal pris comme unité	Remarques relatif aux intensités des composantes
5204,49 (donne un nonuplet)	160	Photo. 1, rég. 3 $\left\{ \begin{array}{l} a \dots \\ b \dots \\ c \dots \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 20 \\ 22 \\ 22 \end{array} \right.$	$ab = bc = 1/4$ environ	Très légère dissymétrie dans les intensités des composantes extrêmes par rapport à la compo- sante centrale.
5206,02 (donne un sextuplet)	180	Photo. 1, rég. 3 $\left\{ \begin{array}{l} a \dots \\ b \dots \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 30 \\ 30 \end{array} \right.$	$ab = 2/5$ environ	Symétrie d'intensités par rapport à la raie cen- trale.
5208,40 (donne 15 compo- santes)	200	Photo. 1, rég. 3 $\left\{ \begin{array}{l} \alpha \dots \\ \beta \dots \\ \gamma \dots \\ \delta \dots \\ \epsilon \dots \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 16 \\ 16 \\ 16 \\ 16 \\ 16 \end{array} \right.$	$\alpha\beta = \beta\gamma = \gamma\delta = \delta\epsilon$ $=$ environ $1/6$	Symétrie d'intensités par rapport à la raie cen- trale.
5247,56 (donne un triplet)	50	$\alpha \dots$	18		
5264,15 (donne un sextuplet)	80	$\left\{ \begin{array}{l} a \dots \\ b \dots \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 14 \\ 18 \end{array} \right.$	$ab =$ environ 1	Intensités dissymétriques la composante centrale est la plus intense.
5265,70 (donne un quadruplet)	30	$\left\{ \begin{array}{l} \alpha \dots \\ \beta \dots \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 8? \\ 8? \end{array} \right.$	$\alpha\beta =$ environ $1/5$	
5296,69 (donne 7 ou 8 compo- santes).	75	$\left\{ \begin{array}{l} a \dots \\ b \dots \\ c \dots \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 10 \\ 10 \\ 5 \end{array} \right.$	$ab = bc = 1/2$ environ	Intensités dissymétriques les composantes extrêmes sont plus intenses que les autres.

COMPOSANTES VIBRANT PERPENDICULAIREMENT AUX LIGNES DE FORCE

Désignation en allant du violet vers le rouge, est-à-dire de gauche à droite dans les photographies	Intensités approximatives des composantes	Valeur approchée des écarts en fonction de l'écart normal pris comme unité	Remarques relatives aux intensités des composantes
Photo. 1, rég. 2 { <i>d</i> ... et { <i>e</i> ... Photo. 2, rég. 3 { <i>f</i> ... Photo. 1, rég. 2 { <i>g</i> ... et { <i>h</i> ... Photo. 2, rég. 2 { <i>i</i> ...	3 10 15 25 20 10	$de = ef = gh = hi$ $= 1/4$ environ $fg = 3/2$ environ	Les composantes <i>d, e, f</i> , sont moins intenses que celles qui lui correspondent du côté du rouge. On le voit sur la photographie 1, bien que ces composantes viennent se mélanger à celles de la raie 5206,02. Ce qui est intéressant c'est que la dissymétrie d'intensité observée perpendiculairement au champ se retrouve, et cette fois les composantes sont pures, dans l'observation faite parallèlement au champ (photo. 2). L'identité des phénomènes observés dans les deux sens principaux d'observation existe aussi pour tous les résultats donnés dans ce tableau. L'étincelle entre pointes de chrome permet de faire les mêmes constatations que la flamme.
Photo. 1, rég. 2 { <i>c</i> ₁ ... P 1) 2, rég. 3 { <i>c</i> ₂ ... Photo. 1, rég. 2 { <i>d</i> ₁ ... Photo. 2, rég. 2 { <i>d</i> ₂ ...	45 ? 15 ? 15 45	$c_1 c_2 = d_1 d_2 = 1/6$ environ Distance de (<i>c</i> ₁ <i>c</i> ₂) à (<i>d</i> ₁ <i>d</i> ₂) = 2 env.	On n'arrive à voir que le dédoublement <i>d</i> ₁ <i>d</i> ₂ , car <i>c</i> ₁ <i>c</i> ₂ se mélangent aux composantes de la raie précédente. Il y a symétrie d'intensités des composantes par rapport à la raie initiale.
P to 1, rég. 2 { <i>a</i> ₁ ... et { <i>a</i> ₂ ... Photo. 2, rég. 3 { <i>a</i> ₃ ... et { <i>a</i> ₄ ... et { <i>a</i> ₅ ... et { <i>b</i> ₁ ... P to 1, rég. 2 { <i>b</i> ₂ ... P to 2, rég. 3 { <i>b</i> ₃ ... et { <i>b</i> ₄ ... et { <i>b</i> ₅ ...	8 10 12 14 16 16 14 12 10 8	L'écart de deux composantes consécutives <i>a</i> ou <i>b</i> est d'environ 1/6. $a_5 b_1 =$ environ 1	Mesures difficiles. Symétrie d'intensités par rapport à la raie initiale.
<i>a</i> ... <i>b</i> ...	16 16	$ab =$ environ 5/2	Intensités symétriques.
{ <i>c</i> ... { <i>d</i> ... { <i>e</i> ... { <i>f</i> ...	14 14 10 10	$cd = 0,45$ environ $ef = 0,52$ environ La distance du milieu de <i>cd</i> au milieu de <i>ef</i> est égale à 2 environ.	On trouve ici les deux types de dissymétries : 1° dissymétries de position des composantes, puisque l'écart du doublet <i>ef</i> est plus grand que celui du doublet <i>cd</i> ; 2° dissymétries d'intensités, ce dernier étant moins intense que l'autre. Enfin il faut encore noter que les milieux de ces deux doublets et le milieu du doublet <i>ab</i> admettent à peu près un même axe de symétrie dont la place sera fixée tout à l'heure.
<i>a</i> ... <i>b</i> ...	5 10	$ab = 2$ environ	Dissymétries d'intensités ; la composante retardée est la plus intense.
{ <i>d</i> ... { <i>e</i> ... { <i>f</i> ... { <i>g</i> ... { <i>h</i> ...	5 10 20 10 5	$de = ef = fg = gh$ $=$ environ 1/2	Intensités dissymétriques ; les composantes accélérées sont les plus intenses.

RAIE	INTENSITÉ APPROXIMATIVE	COMPOSANTES VIBRANT PARALLÈLEMENT AUX LIGNES DE FORCE			
		Désignation en allant du violet vers le rouge c'est-à-dire de gauche à droite dans les photographies	Intensité approximatives des composantes	Valeur approchée des écarts en fonction de l'écart normal pris comme unité	Remarques relatives aux intensités des composantes
5298,25 (donne 8 ou 10 composantes)	90	a .. b ..	20 30	$ab = \text{environ } 3/5$	Intensités dissymétriq. ; la composante retardée est la plus intense.
5345,81 (donne 9 ou 10 composantes)	100	a .. b .. c .. d ..	6 10 10 14	$ab = bc = cd = 1/5$ environ	Intensités dissymétriq. les composantes retardées sont les plus intenses.
5348,31 (donne un quadruplet)	70	a .. b ..	15 18	$ab = \text{environ } 1/2$	Intensités dissymétriq. la composante retardée est la plus intense.
5409,78 (donne un triplet diffus)	130	a ..	50		Cette composante est dégradée vers le violet.

Nous allons obtenir des résultats tout à fait analogues dans l'étude du phénomène de Zeeman présenté par certaines bandes d'émission.

II. — BANDES D'ÉMISSION DISSYMMÉTRIES D'INTENSITÉS DES COMPOSANTES.

J'ai pu trouver des exemples de dissymétries d'intensités des composantes magnétiques de quelques bandes d'émission, et en faire l'étude dans les deux sens principaux d'observation. M. J. Becquerel avait déjà observé, parallèlement aux lignes de force, des dissymétries d'intensités des décompositions magnétiques de certaines bandes d'absorption de cristaux de terres rares, comme le xénotime et la tysonite (1).

J'ai étudié par la photographie les décompositions magnétiques des bandes vertes du fluorure de calcium et de la bande orangée du

(1) *Le Radium*, 5 (1908), p. 5.

COMPOSANTES VIBRANT PERPENDICULAIREMENT AUX LIGNES DE FORCE

Désignation en allant du violet vers le rouge, c'est-à-dire de gauche à droite dans les photographies	Intensités approximatives des composantes	Valeur approchée des écarts en fonction de l'écart normal pris comme unité	Remarques relatives aux intensités des composantes
$\left\{ \begin{array}{l} c \dots \\ d \dots \\ e \dots \\ f \dots \\ g \dots \\ h \dots \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 5 \\ 6 \\ 4 \\ 6 \\ 9 \\ 10 \end{array} \right.$	$cd = de = fg = gh$ $= \text{environ } 1/5$ $ef = \text{environ } 6/5$	Intensités dissymétriques par rapport à la raie initiale; les composantes retardées sont les plus intenses.
$\left\{ \begin{array}{l} e \dots \\ f \dots \\ g \dots \\ h \dots \\ i \dots \\ j \dots \\ k \dots \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1 \\ 3 \\ 28 \\ 15 \\ 10 \\ 5 \\ 1 \end{array} \right.$	$ef = fg = hi = ij = jk$ $= \text{environ } 1/5$ $gh = \text{environ } 4/5$	Intensités dissymétriques par rapport à la raie initiale. On voit avec beaucoup de peine les composantes <i>ef</i> noyées dans le dégradé de <i>g</i> .
$\left\{ \begin{array}{l} c \dots \\ d \dots \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 17 \\ 20 \end{array} \right.$	$cd = \text{environ } 3/2$	On constate une dissymétrie d'intensités de sens inverse à celle des composantes de la raie précédente.
$\left\{ \begin{array}{l} a \dots \\ b \dots \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 40 \\ 40 \end{array} \right.$	$ab = \text{environ } 8/7$	Les composantes <i>a</i> et <i>b</i> sont dégradées. la première vers le violet, la seconde vers le rouge; elles sont sensiblement symétriques par rapport à la raie initiale.

chlorure de strontium, ces deux corps étant volatilisés dans la flamme du chalumeau oxyacétylénique que j'ai déjà décrit.

Bandes vertes du fluorure de calcium. — Ces bandes, appelées B_1 et B_2 par M. Fabry, sont formées, comme on sait, d'arêtes dégradées vers le rouge, chaque bande étant elle-même dégradée vers le rouge; la tête de la bande a pour longueur d'onde dans l'air $\lambda = 5291,08$ pour B_1 , et $\lambda = 5292,98$ pour B_2 ; cette dernière bande est la plus intense.

Sous l'influence du champ magnétique, qui a atteint ici une valeur de 31.700 unités ⁽¹⁾, chaque arête de la bande B_1 observée normalement au champ, fournit six composantes magnétiques dont quatre vibrent perpendiculairement au champ et les deux autres (peut-être double chacune) vibrent parallèlement aux lignes de force. Il existe une dissymétrie d'intensité nette entre ces deux dernières composantes : celle qui est retardée est la plus intense. Chaque arête de la

⁽¹⁾ La mesure du champ a été faite au moyen du phénomène de Zeeman donné dans ce même champ par les raies bleues du zinc et en partant des nombres publiés à ce sujet par MM. Cotton et Weiss (*J. de Phys.*, t. VI, p. 429 (1907).

bande B_2 fournit une même décomposition ; on trouve aussi une dissymétrie d'intensité pour les composantes vibrant parallèlement au champ, mais plus faible et de sens contraire à la précédente. Quant aux composantes vibrant perpendiculairement aux lignes de force, les légères dissymétries d'intensités qu'on constate entre les composantes extrêmes s'observent dans les deux modes principaux d'observation, mais bien plus facilement dans l'observation longitudinale, car les composantes sont alors nettement séparées.

Bande orangée du chlorure de strontium. — Les arêtes de cette bande ainsi que la bande elle-même sont dégradées vers le violet. Chaque arête se décompose dans le champ magnétique en 6 et peut-être 8 composantes, dont 2 vibrent parallèlement aux lignes de force et les autres dans le sens perpendiculaire. Cette bande fournit aussi un exemple de dissymétries d'intensité pour le doublet formé par les vibrations parallèles au champ ; la composante retardée est cette fois la moins intense.

Bande	Intensité approximative de l'arête la plus forte	Direction de la vibration des composantes magnétiques	Désignation des composantes en allant du violet vers le rouge	Intensités approximatives des composantes	Ordre de grandeur des écarts en fonction de l'écart normal pris comme unité
CaF^2 B_1	80	Perpendiculaire aux lignes de force	c	2	$cb = 6/5$ $ad = 1/5$
			a	12	
			d	18	
			b	8	
		Parallèle au champ	α	2	$\alpha\delta = 6/5$
			β	2	
CaF^2 B_2	200	Perpendiculaire au champ	γ	18	$\beta\gamma = 3/5$
			δ	18	
			e	10	
			g	48	
		Parallèle au champ	f	40	$eh = 6/5$ $fg = 2/5$
			h	2	
$SrCl^2$ $\lambda = 6362$	180	Perpendiculaire au champ	ϵ	55	$\epsilon\varphi = 4/5$
			φ	45	
			a	10	
			d	40	
		Parallèle au champ	c	30	$ab = 8/5$
			b	10	
Parallèle au champ	α_1	40	$\alpha_1\beta_2(?) = 3/5$		
	α_2	40			
	β_1	5	$\alpha_2\beta_1(?) = 1/5$		
		β_2		5	

Le tableau ci-dessus précise les résultats obtenus ; les valeurs numériques données ne fixent que l'ordre de grandeur des phénomènes, la texture de ces bandes limitant beaucoup la précision des mesures.

Ces bandes présentent un phénomène de Zeeman longitudinal remarquable. Chaque arête de la bande B_1 fournit dans ces conditions d'observation un doublet principal négatif (de l'ordre de $\frac{1}{5}$ de l'écart normal) et un doublet secondaire positif (de l'ordre de $\frac{6}{5}$). Pour la bande B_2 , les résultats sont différents : chaque arête donne un doublet principal positif (de l'ordre de $\frac{2}{5}$) et un doublet secondaire négatif (de l'ordre de $\frac{6}{5}$). Ce qui est intéressant ici, c'est l'existence simultanée des deux effets positif et négatif avec des doublets de valeurs nettement distinctes. C'est le premier exemple d'une telle décomposition rencontré dans les spectres des vapeurs, et il est particulièrement net (¹).

Les arêtes de la bande $\lambda = 6362$ du chlorure de strontium, fournissent, lors de l'observation longitudinale, une décomposition magnétique encore plus compliquée ; chaque arête de cette bande se comporte comme si elle comprenait à la fois : 1° une partie principale insensible au champ ; 2° un doublet secondaire positif très visible (de l'ordre de $\frac{8}{5}$ de l'écart normal) ; 3° une partie négative difficilement visible, peu intense et donnant un effet beaucoup plus petit.

On constate en outre des *différences de netteté*. En particulier, pour les bandes B_1 , B_2 , lors de l'observation longitudinale, la seule commode, on trouve une différence de netteté entre les composantes formées de vibrations circulaires différentes ; les composantes qui vibrent dans le sens des courants d'Ampère sont les moins nettes. Ce phénomène pourrait s'expliquer si l'on admettait que la partie dégradée des arêtes est discontinue et que ses diverses parties ne se comportent pas exactement de la même manière.

(1) Ce résultat est à rapprocher des constatations faites par M. J. Becquerel sur la bande 5221 du xénotine (*Comptes rendus*, t. CXLVIII, p. 914). La bande D' du fluorure de calcium fournit un phénomène analogue, mais son étude est incommode.

III. — POSITION DES COMPOSANTES PAR RAPPORT
A LA RADIATION INITIALE.

On a déjà signalé quelques exemples de raies d'émission dont les composantes ne sont pas symétriques en position par rapport à la raie initiale; je citerai, par exemple, la raie $\lambda = 4298,55$ du tungstène qui, d'après Jack, donne six composantes dont les intensités seules sont symétriques par rapport à la raie initiale; la raie $\lambda = 4543,66$ du même corps donne, d'après le même auteur, six composantes aussi dont les positions et les intensités sont dissymétriques par rapport à la raie initiale. On en trouvera aussi un certain nombre d'exemples dans le travail de Moore, déjà cité. Zeeman et Gmelin ont montré que, dans le cas du triplet, donné par la raie jaune du mercure $\lambda = 5790$, la composante vibrant suivant les lignes de force est déplacée du côté du rouge par rapport à la raie initiale, l'écart variant proportionnellement au carré du champ. Mais, dans toutes ces expériences, les observations ont été faites avec la lumière émise perpendiculairement au champ. Il y avait un grand intérêt théorique à voir si les mêmes phénomènes s'observent aussi bien dans l'observation faite parallèlement aux lignes de force, pour les raies d'émission.

Relativement aux spectres de bandes, M. J. Becquerel avait constaté, lors de l'observation longitudinale, que le milieu du doublet de la bande 5221 du spectre d'absorption du xénotime est dans un champ de 24000 gauss, déplacé de 0,01 à 0,02 $\mu\mu$ du côté violet⁽¹⁾. Récemment⁽²⁾ il a étudié d'autres bandes de cristaux de terres rares dans le même sens d'observation et cherché l'influence des conditions expérimentales sur la nature et la grandeur des dissymétries présentées par les composantes magnétiques de ces bandes.

Les recherches que j'ai faites sur les dissymétries de positions des composantes magnétiques des raies et des bandes d'émission, ont été effectuées suivant les deux sens principaux d'observation, de la manière suivante :

1° ETUDE DES RAIES. — Il faut obtenir sur la même plaque le spectre de la flamme en l'absence de tout champ magnétique et le spectre modifié par le champ; de leur comparaison résulteront les positions des composantes par rapport à la raie initiale. Comme le

(1) *C. R.*, CXLVIII (1909), p. 914.

(2) *C. R.*, CXLIX (1909), p. 200 et 392.

décalage cherché, s'il existe, est petit, la plus grande difficulté expérimentale qui se présente est d'être certain que le système optique n'a pas subi de variations accidentelles ne se détruisant pas elles-mêmes. Toute la certitude du résultat repose sur cette condition. On a fait alors les trois séries d'expériences suivantes.

a) *Poses intercalées.* — L'observation du phénomène de Zeeman a été faite ici avec la lumière émise perpendiculairement aux lignes de force. On a intercalé les unes dans les autres les poses des régions différentes des clichés. Par exemple la photographie 1 de ce travail provient d'un cliché pour lequel les poses ont été ainsi conduites : les régions 1 et 4 (en l'absence de tout champ magnétique) ont été photographiées en même temps ; il en est de même pour les régions 2 et 3, obtenues quand la source lumineuse est dans le champ. L'ordre et la durée des impressions ont été les suivants :

Région 1-4	5 minutes de pose	
— 2-3	15	—
— 1-4	5	—
— 2-3	15	—
— 1-4	5	—

Il est donc bien probable que les variations lentes du système optique, s'il y en a, ont affecté également la place des raies pour les quatre régions et qu'elles disparaissent dans la comparaison du spectre 1-4 et du spectre 2-3. On peut ainsi obtenir la place de la raie initiale par rapport aux composantes de l'un et l'autre sens de vibration.

b) *Spectre du fer pris commerepère.* — On a fait ensuite, toujours dans le même sens d'observation, mais en se limitant aux composantes vibrant perpendiculairement au champ, les photographies suivantes : on enregistre sur une même plaque le spectre de ces vibrations, le spectre de la flamme en l'absence du champ magnétique et le spectre du fer, comme suit :

Région 1. La flamme est dans le champ magnétique... vingt minutes de pose.

Région 3. Arc au fer... une minute de pose.

Région 1. Flamme dans le champ... vingt minutes de pose.

Puis :

Région 2. Flamme en l'absence du champ... dix minutes de pose.

Région 4. Arc au fer... une minute de pose.

Région 2. Flamme en l'absence du champ... dix minutes de pose.

La comparaison des spectres de l'arc au fer 3 et 4 permet de constater et de mesurer les déplacements du châssis, s'il y en a. On les a d'ailleurs trouvés négligeables.

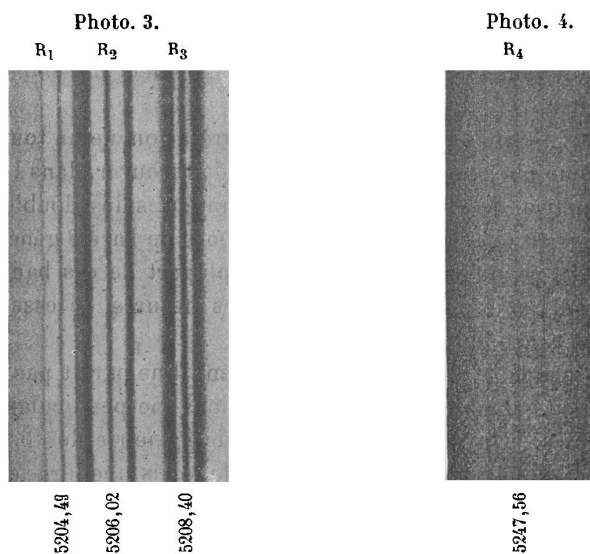
c) *Poses simultanées.* — On peut encore objecter à ces deux premiers procédés que, malgré les précautions prises en croisant les poses, il peut y avoir variation de l'indice de l'air dans la salle et déplacement de la plaque sans qu'on puisse le constater.

On a alors fait les expériences suivantes qui paraissent bien être à l'abri de toute critique : on utilise deux flammes à oxyde de chrome, l'une dans le champ magnétique, l'autre en dehors du champ, et placées en ligne droite avec la fente du spectroscopie, de manière que les *deux sources* donnent *ensemble* leurs spectres. Dans ces expériences on observait parallèlement aux lignes de force et en l'absence de tout appareil de polarisation. La source placée dans le champ magnétique et traversée par la lumière de la première source n'absorbe donc pas les radiations émises par celles-ci. On obtient sur la plaque photographique le spectre formé par des raies non modifiées et le spectre des composantes magnétiques circulaires de ces raies, ces deux spectres étant mélangés l'un dans l'autre. Il suffira de veiller à ce que la pose commence et finisse en même temps pour les deux sources pour être à l'abri de toute objection sur les résultats.

Résultats. — Quel que soit le procédé employé, les résultats ont toujours été les mêmes. Ils sont contenus dans le tableau suivant, où l'on donne la distance, exprimée avec l'écart normal comme unité, de la raie initiale à la ligne de symétrie de positions des composantes magnétiques.

Raie	Déplacement vers le violet de la ligne de symétrie de positions des composantes vibrant <i>parallèlement</i> au champ, par rapport à la raie initiale. (Observation faite perpendiculairement au champ.)	Déplacement vers le violet de la ligne de symétrie de positions des composantes vibrant <i>perpendiculairement</i> au champ, par rapport à la raie initiale. (Observation faite perpendiculairement et <i>parallèlement</i> aux lignes de force.)
	L'écart normal = 1	L'écart normal = 1
5204,49	0,07	0,06
5206,02	0	0
5208,40	0	0
5247,56	0,07	0,08
5264,15	0,07	0,05
5296,69	0,07	0,06
5298,25	0,04	?
5345,81	0,07	0,04
5348,31	0	0
5409,78	0	0

Si la valeur numérique du déplacement est seulement approchée, vu sa petitesse, son existence n'est pas douteuse, même pour les vibrations perpendiculaires aux lignes de force. On peut le voir sur les photographies 3 et 4 obtenues par le troisième procédé décrit plus haut. R_1 , R_2 , R_3 , dans la photographie 3 et R_4 dans la photographie 4 désignent les raies initiales. On peut nettement constater que les composantes de R_1 et de R_4 , qui sont formées ici de lumières polarisées circulairement, ne sont pas symétriques en position par rapport aux raies initiales (le violet est à gauche dans les photographies); au contraire pour les composantes de R_2 et R_3 , il y a symétrie complète. On peut noter, en passant, que la raie R_4 fournit une décomposition magnétique très simple, puisqu'elle donne un triplet.



Il est possible que le déplacement de la ligne de symétrie des composantes par rapport à la raie initiale ne soit pas le même pour les vibrations perpendiculaires au champ et pour les vibrations parallèles aux lignes de force. Les nombres du tableau précédent ne permettent pas d'énoncer une pareille affirmation; à cause de la petitesse du phénomène, on peut seulement dire, pour l'instant, qu'en première approximation, il y a un même axe de symétrie pour les positions des composantes des deux sortes de vibrations, déplacé ou non, suivant les raies, par rapport à la raie initiale. J'espère arriver

à préciser davantage, en utilisant des moyens spectroscopiques plus puissants et à voir suivant quelle loi cette dissymétrie varie avec l'intensité du champ.

Il faut enfin remarquer que, dans les quelques raies que j'ai étudiées, pas une n'a donné un déplacement de la ligne de symétrie vers le rouge par rapport à la raie initiale, comme Zeeman et Gmelin l'avaient trouvé pour la raie jaune du mercure, mais seulement alors dans le cas des vibrations parallèles au champ.

2° ÉTUDE DES BANDES. — Les expériences ont porté sur les bandes D, D'' du fluorure de calcium ($\lambda = 6036,9$ et $6064,5$), sur les bandes *f* et *g* du chlorure de strontium ($\lambda = 6613,6$ et $6619,8$), et les bandes E, E''' du fluorure de strontium ($\lambda = 6511,8$ et $6632,4$).

On a utilisé la troisième méthode de travail, c'est-à-dire celle où l'on se sert de deux flammes fonctionnant ensemble, l'une seulement étant dans le champ magnétique. La valeur du champ fut de 31.700 unités.

Résultats. — Si l'on considère chaque arête comme un tout subissant le même phénomène de Zeeman, on doit trouver, dans le cas où il y a symétrie, que les bords les plus intenses des doublets sont symétriques en position par rapport au bord de l'arête génératrice. C'est en effet ce qu'on constate pour la plupart de ces bandes, du moins autant que le permet la précision des mesures, nécessairement faible ici, à cause du dégradé des arêtes.

Pour la bande D'' du fluorure de calcium, il ne paraît pas en être ainsi, pour le doublet formé de vibrations perpendiculaires aux lignes de force. On trouve que la ligne de symétrie des bords des arêtes de ce doublet n'est pas l'arête initiale, mais une ligne déplacée par rapport à celle-ci vers le rouge, d'une faible quantité. Cette bande fournit donc un exemple de dissymétrie de positions qu'on constate d'ailleurs dans les deux sens principaux d'observation⁽¹⁾.

En résumé, pour les raies et bandes d'émission étudiées ici, non seulement on observe *parallèlement et perpendiculairement* aux lignes de force *les mêmes symétries ou dissymétries d'intensité* des composantes, mais aussi *les mêmes symétries ou dissymétries de positions* de ces composantes, et enfin on retrouve dans les deux modes prin-

(1) Cette dissymétrie pourrait aussi s'expliquer en supposant que les différentes portions du dégradé d'une même arête ne subissent pas la même action de la part du champ magnétique. Voir le *Radium*, t. VI, p. 366; 1909.

cipaux d'observation, au moins en première approximation, *les mêmes décalages de la ligne de symétrie de positions* des composantes par rapport à la radiation initiale. Dans le cas des raies que je signale, on peut dire, en d'autres termes, que, sous l'action du champ magnétique, certaines raies *changent de longueur d'onde*, si l'on appelle longueur d'onde d'une raie modifiée la moyenne des longueurs d'onde de ses composantes.

IV. — CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES.

M. Voigt a donné une explication théorique des principales dissymétries rencontrées ici, explication dans laquelle il fait appel à la considération d'accouplements d'électrons⁽¹⁾.

Si l'on se limite aux cas simples, je crois qu'on peut utiliser encore la théorie de Lorentz qui ne suppose que l'existence d'un électron gravitant autour de sa position d'équilibre sous l'action de la force élastique, mais à la condition d'admettre que la présence du champ magnétique peut modifier certaines propriétés de l'atome⁽²⁾.

Dans cette théorie élémentaire, les équations du mouvement de l'électron en dehors de tout champ magnétique extérieur sont les suivantes :

$$\begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= -fx; \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= -fy; \\ m \frac{d^2z}{dt^2} &= -fz; \end{aligned}$$

ou f est le coefficient élastique, rapport de la force au déplacement compté à partir de la position d'équilibre de l'électron, c'est-à-dire ici à partir de l'origine des coordonnées.

Si l'on crée un champ magnétique d'intensité H et de direction OZ ,

(1) *Magnetooptik*, p. 258 et 259.

(2) Une idée tout à fait analogue avait été exprimée par Lorentz sans que j'en aie eu connaissance. Il dit en effet (*Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften*, t. V, 3, p. 242) : « Es ist zum Beispiel keineswegs ausgeschlossen, dass im magnetischen Felde die leuchtenden und absorbierenden Teilchen eine H^2 proportionale Strukturänderung erleiden, die sich in einer Änderung der Frequenzen offenbart. »

on sait que ces équations deviennent :

$$\begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= -fx + eH \frac{dy}{dt}; \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= -fy - eH \frac{dx}{dt}; \\ m \frac{d^2z}{dt^2} &= -fz. \end{aligned}$$

On en déduit le triplet normal formé des composantes dont les fréquences sont proportionnelles à :

$$n = \sqrt{\frac{f}{m}},$$

pour les vibrations parallèles aux lignes de force, et

$$n_1 = \sqrt{\frac{f}{m}} - \frac{1}{2} \frac{eH}{m} \quad \text{et} \quad n_2 = -\sqrt{\frac{f}{m}} - \frac{1}{2} \frac{eH}{m},$$

pour les vibrations perpendiculaires au champ.

Je me limiterai uniquement au cas du triplet pur.

1° *Triplets symétriques en position.* — C'est le cas le plus général. Il suffit de supposer que l'existence du champ magnétique ne modifie pas la valeur du coefficient élastique f ; c'est la théorie élémentaire de Lorentz elle-même, donnée plus haut.

2° *Triplets symétriques avec axe de symétrie différent de la raie initiale.* — La raie $\lambda = 5247,56$ du chrome fournit un exemple appartenant à ce cas. On l'explique en supposant que la présence du champ magnétique extérieur modifie le coefficient élastique f , qui devient alors $f + \varphi(H)$. La ligne de symétrie du triplet n'a plus une fréquence proportionnelle à $\sqrt{\frac{f}{m}}$, mais à $\sqrt{\frac{f + \varphi(H)}{m}}$. La différence des fréquences est alors :

$$\frac{1}{2\pi} \left[\sqrt{\frac{f + \varphi(H)}{m}} - \sqrt{\frac{f}{m}} \right],$$

qui s'écrit :

$$\frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{f}{m}} \frac{\varphi(H)}{f},$$

si $\varphi(H)$ est supposé petit par rapport à la constante élastique f . La

différence des longueurs d'onde entre le nouvel axe de symétrie et l'ancienne raie initiale est donnée par :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = K\varphi(H),$$

si λ est la longueur d'onde de la raie primitive et K une constante dépendant du corps et de la raie considérée.

Remplaçons enfin $\varphi(H)$ par les premiers termes de son développement en série, en limitant le développement aux deux premiers termes, il vient :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = K(AH + BH^2).$$

Il convient de remarquer que les puissances impaires de H doivent disparaître ; le déplacement de la ligne de symétrie doit rester le même quand on change le sens du champ. En effet, si l'on conservait l'expression $\varphi(H)$ sous la forme $AH + BH^2$, $\varphi(H)$ aurait deux valeurs distinctes pour deux valeurs de H égales et de signes contraires. Les deux triplets normaux obtenus dans ces deux champs seraient symétriques, le premier par rapport à la longueur d'onde $\lambda + \epsilon_1$ et le second par rapport à la longueur d'onde $\lambda - \epsilon_2$, la raie initiale correspondant à la longueur d'onde λ . Lors de l'observation faite, par exemple, perpendiculairement aux lignes de force, on devrait donc observer un triplet normal dont la ligne de symétrie occuperait deux places différentes, suivant le sens du champ. En d'autres termes, la composante vibrant parallèlement au champ changerait de longueur d'onde avec le sens du champ. Ce résultat est contraire à la symétrie du champ magnétique : à cause du plan de symétrie du champ magnétique, la longueur d'onde de la vibration dirigée suivant les lignes de force ne peut pas changer avec le sens du champ. Il en résulte donc que $\varphi(H)$ ne peut contenir de puissances impaires de H et que, au moins dans le cas des triplets dissymétriques, l'écart de la ligne de symétrie du triplet par rapport à la raie initiale est donné par :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = K'H^2,$$

en négligeant les puissances paires de H supérieures à la deuxième. J'ai entrepris des expériences pour voir s'il en est bien ainsi (1).

(1) Voir à ce sujet *C. R.*, t. CL, p. 614 ; 1910 ; — et le *Radium*, t. VII ; 1910.

3° *Triplets dissymétriques*. — Jusqu'à présent la modification créée dans l'atome par le champ magnétique a été supposée isotrope. On peut admettre aussi que cette modification est anisotrope, à la condition de la supposer compatible avec la symétrie propre du champ magnétique. On explique alors, en particulier, les triplets dissymétriques, tels que celui rencontré par Zeeman et Gmelin pour la raie $\lambda = 5790$ du mercure : la composante qui vibre parallèlement aux lignes de force n'a plus la même longueur d'onde que la raie initiale : le doublet vibrant normalement au champ a toujours cette raie comme axe de symétrie.

Admettons que le coefficient f de la force élastique est modifié différemment par le champ suivant qu'il correspond à des déplacements s'effectuant parallèlement ou perpendiculairement au champ.

Les équations du mouvement de l'électron vibrant deviennent alors :

$$\begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= -[f + \varphi_1(H)] x + eH \frac{dy}{dt}; \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= -[f + \varphi_1(H)] y - eH \frac{dx}{dt}; \\ m \frac{d^2z}{dt^2} &= -[f + \varphi_2(H)] z. \end{aligned}$$

Ces équations fournissent un triplet dont la composante centrale est décalée de la quantité :

$$\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda^2} = K\varphi_2(H),$$

tandis que le doublet admet comme axe de symétrie une ligne décalée de la quantité

$$\frac{\Delta\lambda_1}{\lambda^2} = K\varphi_1(H),$$

par rapport à la raie initiale.

En suivant le même raisonnement que dans le cas précédent, on trouvera que pour les triplets, $\Delta\lambda_1$ et $\Delta\lambda_2$ doivent varier proportionnellement au carré du champ, au moins en première approximation. Dans le cas particulier où $\varphi_1 = 0$, on retrouve alors le triplet étudié par Zeeman et par Gmelin : seul le doublet vibrant perpendiculairement au champ est symétrique par rapport à la raie initiale. L'expé-

rience a d'ailleurs établi, dans ce dernier cas, la proportionnalité au carré du champ qu'indique la théorie précédente.

Dissymétries d'intensité. — On peut comprendre l'existence de ces dissymétries de la manière suivante : il suffit de supposer que le coefficient d'amortissement d'une vibration circulaire, par exemple, n'est pas le même dans le champ magnétique, suivant que cette vibration s'effectue dans le sens des courants d'Ampère ou dans le sens contraire.

Comme la plaque photographique et l'œil n'enregistrent que l'énergie moyenne des divers mouvements vibratoires, celle-ci étant fonction du coefficient d'amortissement, faible il est vrai, mais dont l'existence paraît nécessaire, on retrouve en quelque sorte dans les intensités moyennes des composantes le rapport de leurs coefficients d'amortissement.

En résumé, le présent travail montre que, dans certains cas, les raies et les bandes d'émission fournissent des composantes magnétiques qui peuvent être dissymétriques en positions et en intensités par rapport à la radiation initiale ; l'observation de ces dissymétries se fait aussi bien avec la lumière émise parallèlement aux lignes de force qu'avec celle qui se propage perpendiculairement, ce qui étend au cas des dissymétries la règle de correspondance entre les phénomènes observés dans les deux sens principaux d'observation ; enfin, en ajoutant à la théorie élémentaire de Lorentz une modification des propriétés de l'atome, modification d'abord isotrope, puis anisotrope, mais conciliable avec la symétrie propre du champ magnétique, on a pu donner une explication théorique de ces dissymétries dans le cas simple des triplets ; en particulier on a établi théoriquement que, dans tous les cas où il s'agit de triplets, le déplacement des lignes de symétrie des composantes par rapport à la raie initiale doit varier proportionnellement au carré du champ, en première approximation. J'ai entrepris des mesures précises afin de vérifier cette conséquence théorique sur les raies que je signale⁽¹⁾ et afin de voir, comme on peut s'y attendre, si, au point de vue des dissymétries, les raies d'une même série ou de séries analogues se comportent de la même manière.

(1) Voir *C. R.*, t. CL, p. 614; 1910; — et le *Radium*, t. VII; 1910.

MESURES DE PETITES VARIATIONS DE LONGUEURS D'ONDE PAR LA MÉTHODE INTERFÉRENTIELLE. APPLICATION A DIFFÉRENTS PROBLÈMES DE SPECTROSCOPIE SOLAIRE (1);

Par MM. H. BUISSON et CH. FABRY.

Les méthodes interférentielles se prêtent bien à la mesure de très petites variations de longueur d'onde; elles ont, sur la méthode ordinairement employée (déplacement d'une raie dans un spectre), l'avantage d'être à l'abri d'un certain nombre de causes d'erreur: déplacements ou déformations de l'appareil spectroscopique, dissymétries d'éclairément, variations de température. La chose invariable est une épaisseur matérielle, celle d'un étalon dont il est facile de maintenir et de contrôler la constance.

Ces méthodes sont applicables aussi bien dans le cas d'un spectre à raies brillantes que dans celui d'un spectre à raie noires (spectre solaire). Dans le premier cas, les phénomènes sont ceux que nous avons utilisés dans nos mesures de raies du fer (2); dans le deuxième cas, ceux dont nous avons donné récemment la théorie (3).

Nous avons appliqué ces méthodes à un certain nombre de problèmes de spectroscopie solaire.

I. — MÉTHODE ET APPAREILS.

Le dispositif employé se compose de deux parties: l'appareil interférentiel et l'appareil dispersif qui sépare les interférences dues aux diverses radiations.

L'appareil interférentiel est un système de deux surfaces argentées maintenues au parallélisme et à distance invariable pendant les expériences. Le plus souvent c'était un étalon de la forme construite par Jobin (4). Il fallait le mettre à l'abri des variations brusques de température, en particulier de celles qui peuvent être produites par la présence des observateurs; il a suffi pour cela de le placer dans une boîte en carton munie des ouvertures convenables pour laisser

(1) Communication faite à la Société française de Physique: Séance du 17 décembre 1909.

(2) *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 169; 1908; — *Astrophysical Journal*, t. XXVIII, p. 169; 1908.

(3) *J. de Phys.*, ce volume, p. 197.

(4) *Ann. de Ch. et Ph.*, 7^e série, t. XXV, p. 107; 1902; — *Astrophysical Journal*, t. XV, p. 81; 1902.

passer la lumière (1). Nous avons employé des épaisseurs de 2,5, 5 et 10 millimètres. Exceptionnellement, pour d'autres épaisseurs, nous avons employé l'interféromètre (2).

Chaque radiation monochromatique qui traverse la lame d'air donne un système d'anneaux à l'infini ; un objectif de 26 centimètres de foyer en projette l'image dans son plan focal.

Un spectroscopie sans astigmatisme placé ensuite sépare les aspects relatifs à chaque radiation. Quand le spectre est à raies très nombreuses, la dispersion de ce spectroscopie doit être grande pour bien séparer les diverses raies. Nous avons presque toujours employé un spectroscopie du type autocollimateur à réseau plan de Rowland (568 traits par millimètre, 8×3 centimètres de partie striée), avec objectif de 3^m,40 de foyer. On fait défiler le spectre par simple rotation du réseau, au moyen de cordons que l'observateur a sous la main. Ce type de spectroscopie est très commode et très peu encombrant : il tient tout entier sur une poutre de 3^m,50 de long et 25 centimètres de large. Un inconvénient provient de là lumière réfléchie par l'objectif, qui donne un fond lumineux dans le champ. Avec l'objectif achromatique que nous employons, cette lumière réfléchie se partage en trois faisceaux dont l'un donne une image réelle de la fente et les deux autres des images virtuelles. L'image réelle, qui se trouve à 60 centimètres en avant de l'objectif, est interceptée par un fil métallique de 1 millimètre de diamètre. La lumière de l'une des images virtuelles, située près de l'objectif et en arrière, est arrêtée par un petit écran de 15×6 millimètres collé sur l'objectif. Enfin, en inclinant très légèrement l'objectif, on rejette en dehors du champ le troisième faisceau, qui est très peu divergent. On arrive ainsi à s'affranchir de la lumière réfléchie, sans diminuer sensiblement la surface utilisée du réseau.

Nous utilisons ordinairement le troisième spectre, ce qui donne une dispersion de 0^{mm},58 par angström.

Dans certains cas, pour avoir plus de lumière, nous avons employé un spectroscopie autocollimateur à prismes, avec objectif de 1 mètre de distance focale et deux prismes de flint (3). Dans la région 4300, un angström occupe 0^{mm},15.

(1) Les étalons dont nous nous sommes servis étaient en acier. L'emploi d'étalons en invar aurait eu de grands avantages.

2) *Ann. de Ch. et Ph.*, 7^e série, t. XXII, p. 564 ; 1901 ; — *Astrophysical Journal*, t. XIII, p. 265 ; 1901.

3) *J. de Phys.*, 4^e série, t. III, p. 204 ; 1904.

Dans tous les cas, la fente du spectroscopie est dans le plan focal de l'objectif qui projette les anneaux, suivant un diamètre de ceux-ci. L'arrangement est celui qui nous a servi pour la mesure des longueurs d'onde des repères fondamentaux du spectre (1).

La surface utilisée de l'appareil interférentiel est très petite : elle est limitée par un écran percé d'une ouverture, dont les dimensions n'excèdent pas quelques millimètres. La distance de cette ouverture à l'objectif qui projette les anneaux est telle qu'une image réelle en soit projetée, à travers la fente, sur le réseau. De cette manière, toute la lumière qui a traversé l'ouverture et la fente est finalement employée par le spectroscopie.

Phénomènes d'interférence utilisés. — Dans le cas d'un spectre à raies brillantes, l'aspect du phénomène est très simple : chaque image monochromatique de la fente est réduite à un certain nombre de points brillants, intersections de la fente avec les anneaux d'interférence produits par la radiation correspondante. La largeur maxima de la fente n'est limitée que par la condition que les images des différentes radiations n'empiètent pas.

Dans le cas du spectre solaire, on peut, avec une largeur de fente convenable, obtenir l'aspect complémentaire du précédent : le spectre est continu ; chaque raie noire se condense en points noirs, ayant la position qu'occuperaient les points brillants fournis par une radiation de même longueur d'onde dans un spectre d'émission. Nous ne reviendrons pas sur la théorie de ce dernier aspect qui a été donnée précédemment (2).

Calcul et observations. — Supposons que l'on ait à étudier de petits déplacements d'une raie ; soient λ et λ' les deux valeurs successives de la longueur d'onde. Si l'on mesure les diamètres d'un même anneau correspondant à ces deux valeurs, on peut calculer la variation de longueur d'onde $\lambda' - \lambda$. Soit en effet un anneau d'ordre P , et α et α' ses diamètres angulaires successifs. L'ordre d'interférence au centre est, dans le premier cas,

$$p = P \left(1 + \frac{\alpha^2}{8} \right) = \frac{2e}{\lambda},$$

en appelant e la distance des deux surfaces argentées.

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 169; 1908; — *Astrophysical Journal*, t. XXVIII, p. 169; 1908.

(2) *J. de Phys.*, ce volume, p. 197.

De même, avec la radiation λ' ,

$$p' = P \left(1 + \frac{\alpha'^2}{8} \right) = \frac{2e}{\lambda'}.$$

On en déduit facilement :

$$\lambda' - \lambda = \lambda \frac{\alpha^2 - \alpha'^2}{8}.$$

α et α' sont les diamètres angulaires exprimés en radians. Si l'on mesure les diamètres linéaires d et d' d'images réelles des anneaux projetées au moyen d'un objectif de distance focale f , on aura :

$$\lambda' - \lambda = \lambda \frac{d^2 - d'^2}{8f^2}.$$

La seule détermination qui doit être faite avec précision est celle de la différence des diamètres d'anneaux.

Aucune des corrections qui interviennent dans les mesures absolues (changement de phase par réflexion, dispersion de l'air) n'est à considérer.

Les observations peuvent être faites visuellement ou par photographie.

Dans les observations visuelles, on mesure directement les diamètres angulaires : l'appareil interférentiel peut subir de petites rotations autour d'un axe horizontal perpendiculaire au faisceau lumineux, ce qui déplace le centre des anneaux sur la fente. On peut ainsi amener successivement les deux extrémités du diamètre d'un anneau sur un fil horizontal fixe placé dans le plan du spectre. L'angle dont il faut faire tourner l'appareil interférentiel est égal au diamètre angulaire de l'anneau. On le mesure en visant, avec une lunette fixe, dans un miroir lié à l'appareil interférentiel, l'image d'une échelle divisée.

Dans le cas d'observations photographiques, on mesure sur le cliché les diamètres linéaires des anneaux au moyen d'un comparateur.

Dans la comparaison du spectre solaire avec celui d'une source terrestre, il faut tenir compte du déplacement de l'observateur par rapport au Soleil.

II. — COMPARAISON DES LONGUEURS D'ONDE DES SPECTRES
DE L'ARC ET DU SOLEIL.

La *fig. 1* représente le dispositif employé pour l'utilisation du faisceau solaire.

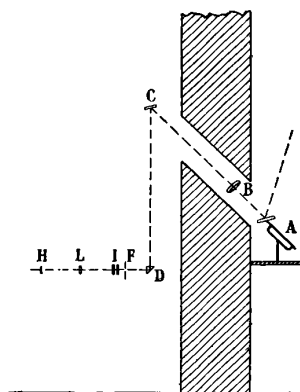


FIG. 1.

A est un héliostat polaire, muni d'un miroir plan de 20 centimètres de diamètre. Le faisceau, renvoyé suivant l'axe du monde, tombe sur l'objectif B de 3 mètres de foyer, et traverse un tunnel percé dans la muraille de la salle. Il se réfléchit sur le miroir C qui le renvoie verticalement, et enfin sur le prisme à réflexion totale D, qui le dirige horizontalement; en F on obtient l'image réelle du Soleil, qui a 28 millimètres de diamètre. Ce dispositif est très commode dans les conditions où nous nous trouvons : il tient très peu de place; en projection horizontale, il n'y a qu'une très petite distance entre l'héliostat et l'image du Soleil. Les miroirs A et C sont de bonne qualité; le second, qui reçoit un faisceau déjà notablement rétréci, n'a que 8 centimètres de diamètre. La troisième réflexion se fait sur un prisme à réflexion totale; celui-ci ne gâte pas l'image, qui se forme très près de lui. Cette dernière réflexion permet de renvoyer la lumière dans n'importe quelle direction du plan horizontal. L'image du Soleil peut subir de petits déplacements dans son plan par de petites variations d'orientation du miroir C. Dans le plan F, où vient se former l'image du Soleil, est un écran percé d'une ouverture qui limite la région utilisée du Soleil. Immédiatement

ment après est placé l'appareil interférentiel I. L'image des anneaux est projetée sur la fente H du spectroscopie au moyen de la lentille L.

Echauffement de l'appareil interférentiel dû au faisceau solaire. — Nous avons rencontré une difficulté due à l'échauffement, par le faisceau solaire, des lames de verre de l'appareil interférentiel : dès que ce faisceau traverse l'appareil, les surfaces se déforment. La lame d'air n'est plus limitée par des surfaces planes, et son épaisseur dans la partie centrale subit une diminution notable. Nous sommes arrivés à nous affranchir complètement de cette difficulté par l'emploi d'un certain nombre de précautions :

1° Des lames de quartz se déforment infiniment moins que des lames de verre, parce qu'étant beaucoup moins absorbantes pour l'infra-rouge, elles ne s'échauffent presque pas.

2° On peut diminuer beaucoup l'échauffement des lames de verre en absorbant l'infra-rouge. La substance qui nous a donné le meilleur résultat est une solution de sulfate de cuivre à 4 pour 100 sous une épaisseur de 16 millimètres. L'énergie totale de la radiation solaire est réduite au sixième de sa valeur, et dans le spectre visible l'absorption n'est sensible que pour les parties extrêmes du spectre.

3° Il est rationnel de ne laisser passer à travers l'appareil interférentiel que la lumière réellement utilisée par la suite. Or, sur la fente du spectroscopie se forme une image presque nette de l'objectif B (*fig. 1*), placé à 3 mètres de la lentille de court foyer qui projette les anneaux sur la fente. On peut donc, sans inconvénient, diaphragmer beaucoup l'objectif B dans le sens de la largeur. Nous laissons libre seulement une ouverture rectangulaire de 1 centimètre de large sur 12 de long. Dans le plan de la fente du spectroscopie, il reste une bande lumineuse étroite à bords un peu flous, dont la fente occupe le milieu.

Arc. — On s'est borné à étudier le spectre du fer. Il est produit dans les mêmes conditions que celles employées pour obtenir notre atlas de ce spectre (¹) : arc entre tiges de fer de 7 millimètres de diamètre, alimenté en courant continu sous tension de 220 volts, avec des intensités de courant variables selon les cas.

Dans la suite de cette étude (voir plus loin) nous avons été amenés à employer l'arc dans le vide. Nos premières expériences ont été

¹ *Annales de la Faculté des sciences de Marseille*, t. XVII, p. 111 ; Hermann, éditeur, 1909.

faites avec un appareil improvisé de la manière suivante : deux tiges de fer verticales sont placées dans un ballon de verre ; l'une est mastiquée dans une tubulure à la partie inférieure ; l'autre peut coulisser dans une seconde tubulure placée à la partie supérieure, pour l'allumage et le réglage de l'arc. Une troisième ouverture permet de faire le vide ; un col horizontal, fermé par une glace laisse passer la lumière. On évite l'échauffement du ballon par une circulation d'eau sur ses parois, ou en l'immergeant complètement dans l'eau.

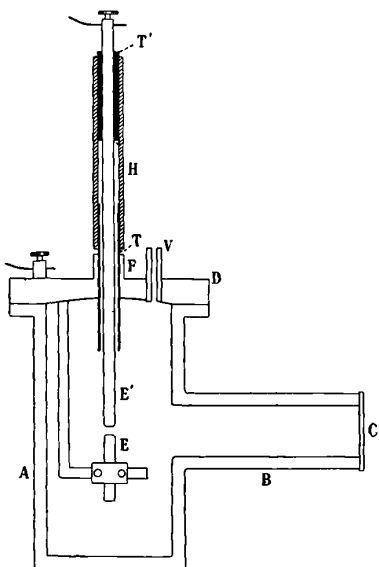


FIG. 2.

Nous avons depuis construit un appareil plus commode (*fig. 2*). Le cylindre de fonte A porte un col horizontal B fermé par une lame de verre ou de quartz C qui laisse passer la lumière. Le couvercle rodé D porte une ouverture V reliée à la pompe. L'une des électrodes E est fixée au couvercle par l'intermédiaire d'une pince qui permet de la mettre en place. L'autre électrode E' peut glisser verticalement ; elle est mastiquée dans le tube de verre T' et passe librement à travers le tube de verre T fixé dans la tubulure F du couvercle. Les deux tubes de verre T, T' sont reliés par le tube de caoutchouc H qui assure l'étanchéité, et laisse un jeu suffisant pour l'allumage et le réglage de l'arc.

A basse pression, l'arc est stable si les électrodes sont couvertes

d'une goutte d'oxyde fondu, qui se forme spontanément lorsque l'arc est produit à l'air libre. Nous avons opéré sous une pression de quelques millimètres. Dans ces conditions, l'arc est beaucoup moins lumineux qu'à la pression atmosphérique. Nous employons un courant de 8 ampères.

Mode opératoire. — L'arc est placé latéralement par rapport au faisceau solaire. Son image est projetée sur la petite ouverture qui est devant l'appareil interférentiel, au moyen d'une lentille et par réflexion sur un prisme à réflexion totale. L'appareil reçoit la lumière de l'arc ou celle du Soleil selon que le prisme est mis en place ou enlevé.

L'ouverture du diaphragme qui limite le faisceau est un rectangle de 8 millimètres sur 5; elle est telle que son image couvre complètement le réseau. L'image du Soleil est centrée sur l'ouverture, de façon à éliminer toute influence de la rotation solaire.

Dans le cas de mesures visuelles, on fait une série de pointés alternativement avec les deux sources. Pour les mesures photographiques, on fait deux poses avec une des sources, séparées par une pose avec l'autre. Si l'appareil interférentiel n'a subi aucune variation, la première et la dernière pose doivent donner des diamètres d'anneaux identiques. En réalité, la différence entre les deux valeurs de l'ordre d'interférence au centre ne dépasse pas 0,02. On prend la moyenne des résultats des mesures obtenues sur les deux poses extrêmes, pour la comparer avec le résultat de la mesure sur la pose intermédiaire.

Comparaison du spectre solaire avec celui de l'arc dans l'air. — Il a été soupçonné depuis longtemps qu'il existe des différences entre les longueurs d'onde dans l'arc et le Soleil. Ces différences se sont montrées dans le travail de Rowland. Une série de mesures comparatives a été faite par Jewell (1). D'une façon générale, les longueurs d'onde dans le spectre solaire se trouvent un peu plus grandes que dans le spectre de l'arc, mais avec de nombreuses exceptions. L'accroissement de longueur d'onde lorsqu'on passe de l'arc au Soleil, peut être expliqué par la pression de la couche renversante, et la valeur du déplacement peut donner la valeur de cette pression. Mais l'existence de déplacements de sens inverse laisse un doute sur l'explication et sur les résultats.

1) *Astrophysical Journal*, t. III, p. 89; 1896.

Dans nos mesures, nous ne nous sommes pas attachés à étudier le plus grand nombre de raies possible. D'autre part, nous avons éliminé toutes les fortes raies, qui sont trop larges pour des mesures précises.

Nous avons étudié par photographie la région 4530-4060 ; c'est à cette région que se rapporte le travail de Duffield ⁽¹⁾ sur le déplacement des raies par la pression. Visuellement, nous avons étudié la région verte, et en outre quelques raies dans le jaune et le rouge. Pour la plupart des raies, nous avons fait des mesures avec deux épaisseurs différentes d'appareil interférentiel, 3 et 2,5 millimètres.

Un certain nombre de raies que nous avons étudiées avaient été antérieurement mesurées en valeur absolue, dans le spectre solaire, par Fabry et Perot ⁽²⁾, et aussi en valeur absolue dans l'arc par Buisson et Fabry ⁽³⁾. Il y a un accord très satisfaisant entre les différences des valeurs trouvées dans ces deux séries de mesures absolument indépendantes, et la variation obtenue dans notre comparaison directe. Cela constitue une vérification intéressante de l'exactitude des diverses séries de mesures. D'autre part, quelques-unes des raies que nous avons étudiées l'ont été aussi par Jewel ⁽⁴⁾; ses résultats sont en accord satisfaisant avec les nôtres.

Nos mesures montrent d'une manière indiscutable l'existence de différences entre le Soleil et l'arc. Les déplacements sont très variables d'une raie à une autre. Dans la majorité des cas, quand on passe de l'arc au Soleil, on a un accroissement de longueur d'onde de quelques millièmes d'angström : c'est ainsi qu'entre 4 000 et 4 500, sur 35 raies étudiées, il y en a 22 qui donnent des déplacements dans le sens indiqué, s'écartant peu de 0,006 angström. Entre 5 100 et 5 500, dix des raies étudiées donnent des déplacements peu différents, dont la moyenne est 0,010 angström. Mais d'assez nombreuses raies se comportent autrement : les unes donnent un déplacement de même sens, mais beaucoup plus grand, allant jusqu'à 0,030 angström; d'autres des déplacements très notables en sens inverse, atteignant la même valeur. Nous avons particulièrement cherché des

(1) *Philosophical Transactions*, série A, t. CCXXVIII, p. 111; 1908.

(2) *Ann. de Ch. et Ph.*, 7^e série, t. XXV, p. 98; 1902; — *Astrophysical Journal*, t. XV, p. 73 et 261; 1902.

(3) *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 169; 1908; — *Astrophysical Journal*, t. XXVIII, p. 169; 1908.

(4) *Astrophysical Journal*, t. III, p. 89; 1896.

exemples de ces raies anormales; elles sont réunies dans le tableau suivant, où l'on a groupé séparément ces deux sortes de raies.

RAIES QUI SUBISSENT UN FORT ACCROISSEMENT DE LONGUEUR D'ONDE
LORSQU'ON PASSE DE L'ARC AU SOLEIL

Longueur d'onde	$\lambda_{\odot} - \lambda_{\text{arc}}$	Longueur d'onde	$\lambda_{\odot} - \lambda_{\text{arc}}$
4 250,78	+ 23 mill. d'Angström	5 383,38	+ 23 mill. d'Angström
5 364,88	+ 30	5 440,92	+ 26
5 367,48	+ 30	5 445,22	+ 27
5 369,98	+ 22	5 424,09	+ 30

RAIES QUI SUBISSENT UNE DIMINUTION DE LONGUEUR D'ONDE
LORSQU'ON PASSE DE L'ARC AU SOLEIL

Longueur d'onde	$\lambda_{\odot} - \lambda_{\text{arc}}$	Longueur d'onde	$\lambda_{\odot} - \lambda_{\text{arc}}$
4 153,92	- 23 mill. d'Angström	4 871,34	- 15 mill. d'Angström
4 154,82	- 6	4 919,00	- 8
4 187,04	- 3	5 266,57	0
4 191,44	- 3	5 281,80	- 8
4 222,22	- 10	5 302,34	- 6
4 227,44	- 29	5 324,49	0
4 233,64	- 8	5 339,95	- 14
4 235,95	- 19	5 393,18	- 8
4 250,42	- 14	5 763,01	- 14
4 271,16	- 18	5 934,68	- 25
4 859,75	- 7	6 408,03	- 20

On a, depuis longtemps, cherché à expliquer les différences de position des raies entre le Soleil et l'arc par le déplacement que subissent les raies sous l'action de la pression, les raies noires du spectre solaire étant produites par l'absorption dans la couche renversante, où la pression serait supérieure à la pression atmosphérique. Mais le déplacement par la pression ne suffit évidemment pas à expliquer l'ensemble des résultats; il est de même sens pour toutes les raies (accroissement de longueur d'onde quand la pression augmente), de sorte que des déplacements dans les deux sens sont inexplicables; ils le sont d'autant plus que les raies qui donnent une variation négative sont justement celles que l'on considère comme les plus sensibles à la variation de la pression. Il est donc certain que d'autres causes agissent, et il faut d'abord les déterminer si l'on veut pouvoir calculer la pression de la couche renversante. Nous les avons trouvées dans l'étude de l'élargissement des raies d'émission.

Élargissement des raies. — Aucune raie de l'arc n'est infiniment fine, et la largeur dépend de diverses circonstances. En particulier, les raies s'élargissent quand on augmente l'intensité du courant ou la pression de l'atmosphère ambiante. Les raies les plus fines sont obtenues en produisant l'arc dans le vide. L'observation des limites d'interférence donne une mesure de la largeur des raies. Dans le vide, toutes les raies de l'arc au fer ont à peu près la même largeur, d'environ 0,03 angström.

Si l'on passe à l'arc dans l'air, on trouve les raies notablement élargies et cet élargissement s'accroît avec l'intensité du courant. Mais les diverses raies se comportent de façons très différentes quant au mode d'élargissement. Pour beaucoup de raies, l'élargissement est symétrique par rapport à la position de la raie fine, et il n'est pas très grand. Ce sont des raies relativement fines dans l'arc à la pression atmosphérique, du moins lorsque le courant n'est pas trop intense; leur largeur est alors d'environ 0,06 angström. Quand on passe du vide à l'air, on ne trouve, comme déplacement, que le petit accroissement de longueur d'onde dû à l'augmentation de pression (0,002 à 0,003 angström). Lorsque ces raies peuvent se renverser dans le spectre de l'arc, la raie d'absorption occupe le milieu de la raie d'émission. Elles constituent le groupe des *raies à élargissement symétrique*.

Pour d'autres raies, l'élargissement, quelle qu'en soit la cause, se fait d'une manière dissymétrique, et il est plus grand que pour les raies du groupe précédent; cet effet est déjà notable à la pression atmosphérique, surtout lorsque le courant est intense. Pour certaines raies l'élargissement est assez grand, dans ces conditions, pour que leur aspect les distingue nettement dans un spectre de réseau, alors que, dans l'arc dans le vide, elles ne présentent rien de particulier.

Il est évident que cet élargissement dissymétrique produit un déplacement de la raie dans le sens où l'élargissement est le plus grand; la position apparente de ces raies dépend donc de leur largeur, et par suite des conditions dans lesquelles on les produit. Lorsqu'on passe du vide à la pression atmosphérique, il y a non seulement le petit déplacement dû à la pression, mais encore l'effet de l'élargissement dissymétrique, qui est beaucoup plus grand et masque complètement le premier. D'autre part, dans l'arc à la pression atmosphérique, ces raies ne sont pas parfaitement fixes : elles

subissent un déplacement apparent à mesure que l'intensité du courant augmente, et dans certains cas le déplacement est assez grand pour être constaté visuellement dans un spectre de réseau.

Les raies à élargissement dissymétrique forment deux groupes :

1° Raies à élargissement vers le rouge ;

2° Raies à élargissement vers le violet.

Il est bien remarquable que certaines raies aient ainsi une tendance déterminée à s'élargir d'un seul côté, et cela sous l'action de causes en apparence aussi différentes que l'augmentation de pression et l'accroissement d'intensité de courant.

Pour un certain nombre de raies, nous avons mesuré par interférence, suivant la méthode décrite ci-dessus, la variation de longueur d'onde lorsqu'on passe de l'arc dans le vide à l'arc dans l'air ; dans ce dernier cas, l'intensité du courant était faible (3 ampères environ), pour être dans les meilleures conditions de finesse des raies. Pour les raies à élargissement dissymétrique, les déplacements observés auraient été beaucoup plus grands, si l'intensité du courant avait été plus forte.

Le tableau II donne le résultat de ces mesures : les raies sont réparties d'après le groupe auquel elles appartiennent.

TABLEAU II

Longueur d'onde	$\lambda_{\text{arc air}} - \lambda_{\text{arc vide}}$	$\lambda_{\odot} - \lambda_{\text{arc air}}$	Groupe
4 181,76	+ 2 mill. d'angström	+ 2 mill. d'angström	Raies à élargissement symétrique.
4 315,09	+ 4		
5 434,53	+ 1	+ 7	
4 187,04	+ 11	- 3	Raies à élargissement vers le rouge.
4 191,44	+ 10	- 3	
4 227,44	+ 20	- 29	
4 233,61	+ 12	- 8	
4 235,95	+ 11	- 19	
4 250,12	+ 13	- 14	
4 859,75	+ 17	- 7	
4 871,54	+ 10	- 15	
5 415,22	- 15	+ 27	Raies à élargissement vers le violet.
5 424,09	- 17	+ 30	

Notre classification des raies a une certaine ressemblance avec celle que Duffield a déduite de ses expériences sur le déplacement par la pression : toutes les raies à élargissement vers le rouge appartiennent

au groupe III de Duffield, qui est caractérisé par un grand déplacement sous l'action de la pression. Les raies à élargissement vers le violet ne se trouvent pas parmi celles que l'on a étudiées au point de vue de l'action de la pression ; ces raies subissent, pour la variation de pression d'une atmosphère lorsqu'on passe du vide à la pression atmosphérique, un déplacement apparent vers le violet ; il serait très intéressant de savoir comment elles se comportent aux pressions élevées.

Explication des anomalies observées dans la comparaison du spectre solaire avec celui de l'arc. — Dans le spectre solaire, ces différences d'aspect ne se manifestent aucunement. On n'aperçoit aucune dissymétrie dans l'absorption ; les raies diffèrent uniquement par leur intensité, ou, ce qui revient au même, par leur largeur. Certaines raies qui, dans l'arc à la pression atmosphérique, sont nettement diffuses et se distinguent des autres au premier coup d'œil, ne présentent rien de particulier dans le spectre solaire. On peut citer, comme exemple frappant de ce fait, les raies 5410,92, 5415,22, 5424,09. Il semble donc que la cause qui agit pour produire l'élargissement dissymétrique des raies d'émission ne se fait pas sentir sur les raies d'absorption. La raie d'absorption doit donc correspondre à la position qu'occupe la raie d'émission lorsqu'elle est rendue fine. Dans l'arc au fer, les raies à élargissement dissymétrique ne se renversent généralement pas.

Si l'on compare le spectre d'absorption du Soleil avec le spectre d'émission de l'arc à la pression atmosphérique, on obtient la somme de deux effets : déplacement par la pression, et élargissement dissymétrique de certaines raies. L'existence de cette dernière cause explique complètement les résultats, en apparence incohérents, que l'on obtient en comparant le Soleil à l'arc dans l'air. En effet :

Toutes les raies du groupe à élargissement symétrique donnent, lorsqu'on passe de l'arc au Soleil, un léger accroissement de longueur d'onde ;

Toutes les raies du groupe à élargissement vers le rouge donnent une diminution de longueur d'onde ;

Toutes les raies du groupe à élargissement vers le violet donnent une forte augmentation de longueur d'onde.

Ces résultats sont visibles sur le tableau II où l'on a indiqué dans la troisième colonne la valeur du déplacement en passant de l'arc au Soleil.

Si, au lieu de partir de l'arc dans l'air, on compare directement le spectre solaire avec celui de l'arc dans le vide, l'élargissement dissymétrique de la raie d'émission est supprimé, ou du moins très atténué; les anomalies résultant des dissymétries disparaissent et toutes les différences sont de même signe. Le tableau III donne, pour quelques-unes de ces raies, le résultat de ces comparaisons.

TABLEAU III

Longueur d'onde	$\lambda_{\odot} - \lambda_{\text{vide}}^{\text{arc}}$	Longueur d'onde	$\lambda_{\odot} - \lambda_{\text{vide}}^{\text{arc}}$
4 181,76	+ 8 mill. d'Angström	4 227,44	+ 6 mill. d'Angström
4 187,04	+ 10	4 233,61	+ 12
4 191,44	+ 5	4 235,95	+ 3
4 222,22	+ 5	4 250,12	+ 11

On pourrait calculer indirectement ces mêmes différences en partant des variations constatées lorsqu'on compare successivement l'arc dans l'air à l'arc dans le vide et au Soleil. Mais comme, pour les raies à élargissement dissymétrique, l'arc dans l'air ne donne pas des raies parfaitement fixes, ce calcul indirect ne peut donner, pour ces raies, une bien grande précision.

Pression de la couche renversante. — L'influence de l'élargissement dissymétrique des raies étant éliminée, les différences qui subsistent entre les longueurs d'onde de l'arc et du Soleil sont attribuables à la pression de la couche renversante, et peuvent servir à calculer cette pression. Il faut pour cela connaître le déplacement des diverses raies par la pression.

Pour les raies qui s'élargissent d'une manière dissymétrique, ce coefficient de pression, déduit de mesures faites sur le spectre d'émission, ne paraît pas avoir de sens précis. En particulier, Duffield trouve, pour les raies de son groupe III, un coefficient de pression très élevé. Mais ces raies ne se renversent pas; aux pressions élevées elles sont fortement élargies, dissymétriquement du côté du rouge; les pointés faits sur une pareille raie ne donnent aucune indication sur la position de la raie d'absorption, seule intéressante au point de vue de l'étude du spectre solaire. En fait, lorsqu'on passe de l'arc dans le vide au Soleil, le déplacement de ces raies est de même ordre de grandeur que pour celles qui s'élargissent symétriquement.

On utilisera donc, pour le calcul de la pression, les raies du premier groupe. Comme les valeurs des déplacements ne sont connues

qu'avec une précision relative faible, aussi bien le déplacement de l'arc au Soleil que le déplacement des raies d'émission par la pression, il est rationnel d'opérer sur des moyennes.

Sur 22 raies entre 4000 et 4500, le déplacement, quand on passe de l'arc à la pression atmosphérique au Soleil, est en moyenne de 0,0062 angström ; pour ces mêmes raies, le déplacement moyen dû à la pression ⁽¹⁾ est de 0,00145 angström par atmosphère. Il en résulte, pour la pression de la couche renversante, 4,5 atmosphères au-dessus de la pression atmosphérique.

Sur 10 raies entre 5100 et 5500, la différence moyenne entre le Soleil et l'arc est 0,0103, et le déplacement moyen dû à la pression est de 0,0024 par atmosphère, ce qui donne une pression de 4,5 atmosphères au-dessus de la pression atmosphérique.

Ces deux résultats bien concordants conduisent à cette conclusion que, dans la région de l'atmosphère solaire où se produit l'absorption par la vapeur de fer, la pression est de 5 à 6 atmosphères.

III. — LARGEUR DES RAIES DU SPECTRE SOLAIRE.

Les raies du spectre solaire ne sont pas seulement caractérisées par leur longueur d'onde. Pour chacune d'elles, les tables, celle de Rowland par exemple, donnent un chiffre dans une colonne intitulée *intensité*; cette valeur, dont la définition est un peu vague, caractérise, en quelque sorte, la visibilité de la raie. Il paraît *a priori* assez difficile d'assigner un sens précis à cette comparaison de deux raies lorsqu'elles sont placées dans des régions très éloignées du spectre. On peut essayer d'obtenir une donnée numérique plus précise en mesurant la largeur de chaque raie.

L'examen direct du spectre solaire ne peut donner que des indications imparfaites sur les raies fines, dont la largeur ne dépasse pas beaucoup le pouvoir de définition du réseau employé. On peut obtenir cette largeur en produisant des interférences avec des différences de marche croissantes et cherchant la limite de visibilité.

Pour faire cette étude, nous avons employé le dispositif qui vient d'être décrit. On utilisait seulement la lumière du centre du disque solaire en limitant l'ouverture de l'écran à un cercle de 2 millimètres

(1) D'après les observations de DUFFIELD (*loc. cit.*) et de HUMPHREYS (*Astrophysical Journal*, t. XXVI, p. 18; 1907).

de diamètre. L'image du Soleil ayant 28 millimètres, l'élargissement parasite dû à l'effet Doppler-Fizeau est pratiquement éliminé. On opère avec des différences de marche croissantes, en employant l'interféromètre. Nous nous sommes limités à la région 4400 et à des observations photographiques. On a fait une série de poses photographiques avec des différences de marche croissantes de 10 à 30 millimètres. Soit, pour une raie, Δ la différence de marche (double de l'épaisseur de l'appareil interférentiel) pour laquelle les interférences cessent d'être visibles. La largeur $d\lambda$ de la raie est alors donnée par l'équation :

$$d\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta}.$$

On trouve ainsi que pour une même valeur de l'intensité donnée par Rowland, la largeur est très sensiblement constante. On peut donc faire une table donnant la largeur de la raie en fonction de l'intensité de Rowland. Le tableau suivant donne, pour chaque intensité, la valeur de la différence de marche limite Δ , et la largeur $d\lambda$ exprimée en angströms.

Intensité	Différence de marche limite	Largeur
1	28 millimètres	0,07 angström
2	23	0,085
3	19	0,10
4	17	0,115
5	15	0,13
6	14	0,14
8	12	0,16

Par la manière même dont on les a obtenues, les valeurs de la largeur pourraient être erronées par excès : le calcul suppose qu'aucune autre cause que la largeur des raies n'intervient pour fixer la limite d'interférence ; les imperfections de l'appareil interférentiel et du spectroscope peuvent y contribuer. Toutefois nos mesures fixent l'ordre de grandeur des largeurs de raies, largeurs qui ne paraissent pas avoir été mesurées jusqu'ici.

IV. — COMPARAISON DES SPECTRES DU CENTRE ET DU BORD DU SOLEIL.

Les spectres du centre et d'un point du bord du Soleil présentent une notable différence dans la position des raies, phénomène pure-

rement cinématique dû à l'effet Doppler-Fizeau produit par la rotation de l'astre. Cette différence, qui dépend de la position du point sur le bord, s'annule quand il est au pôle; on peut aussi s'en affranchir en utilisant deux points diamétralement opposés. Ayant éliminé cette variation, on peut comparer les spectres à un point de vue purement physique. On trouve ainsi que les deux spectres diffèrent par plusieurs caractères :

1° Il y a un changement d'aspect pour certaines raies. Pour les fortes raies, la pénombre est affaiblie dans le spectre du bord. Parmi les autres raies, quelques-unes sont renforcées ou affaiblies au bord du disque, et le changement est en général de même sens que dans le spectre des taches (1);

2° Halm a annoncé (2) que certaines raies subissent, du centre au bord, un léger accroissement de longueur d'onde; ses mesures ont été faites sur deux raies du fer, en comparant leurs positions à celles de deux raies telluriques voisines. Il a trouvé un déplacement de 0,012 angström.

La méthode employée par Halm n'est applicable qu'à quelques raies exceptionnelles très voisines de raies telluriques. Notre méthode interférentielle a l'avantage de permettre la mesure des déplacements d'une raie sans la rapporter à aucune raie voisine.

L'image du Soleil tombe sur l'écran percé d'une ouverture circulaire de 2 millimètres de diamètre. En agissant légèrement sur le miroir C (*fig. 1*), on peut amener sur cette ouverture telle région que l'on veut du disque solaire.

L'influence de la rotation solaire s'élimine en prenant successivement les deux extrémités d'un diamètre de l'image solaire et faisant la moyenne des résultats ainsi obtenus. Il y a évidemment avantage à prendre le diamètre polaire; les résultats des mesures faites sur les deux extrémités doivent alors être identiques, ce qui fournit une vérification.

Nous avons opéré par photographie : on produit successivement sur la même plaque les spectres avec interférences provenant d'abord d'un pôle, puis du centre, et enfin de l'autre pôle. Nous avons utilisé plusieurs clichés, obtenus avec des différences de marche de 5 et 10 millimètres. A cause de la petite ouverture nécessaire pour limi-

(1) G.-E. HALE et W.-S. ADAMS, *Astrophysical Journal*, t. XXV, p. 300; 1907.

(2) *Astronomische Nachrichten*, n° 4146-47; 1907.

ter une région définie du disque solaire, et d'autre part, à cause du faible éclat du bord, le spectre est assez peu lumineux. Nous avons employé le spectroscopé à prismes dont on a parlé plus haut. Les mesures étant assez délicates, nous n'avons pas fait une étude complète de toutes les raies solaires, et nous avons préféré étudier avec soin les déplacements d'un petit nombre de raies de la région 4400. Les mesures ont porté sur 14 raies de différents métaux d'intensité faible ou modérée (de 2 à 6 dans l'échelle de Rowland).

Nos résultats sont d'accord avec celui de Halm. Lorsqu'on passe du centre au bord, il y a un petit accroissement de longueur d'onde qui, pour les raies étudiées, varie de 0,003 à 0,007 angström. Exceptionnellement, les deux raies du vanadium 4379,23 et 4406,64 ne montrent aucun déplacement.

Élargissement des raies dans le spectre du bord du disque solaire. — L'accroissement de longueur d'onde n'est pas la seule modification que subissent les raies en passant du centre au bord du disque. Elles subissent en outre un élargissement, qui se manifeste par une diminution de netteté des interférences, diminution déjà visible sur les clichés ayant servi aux mesures de déplacements (différence de marche 10 millimètres). Nous avons étudié spécialement ce phénomène en faisant une série de photographies du spectre avec des différences de marche progressivement croissantes.

On trouve ainsi que, dans le spectre du bord, chaque raie est un peu élargie; cet élargissement paraît un peu variable d'une raie à l'autre; il est, en moyenne, dans la région 4400, de 0,010 angström.

On voit que pour la plupart des raies on trouve, en passant du centre au bord du disque :

1° Un déplacement vers le rouge de 0,003 angström ;

2° Un élargissement de 0,010 angström.

Ces deux résultats peuvent se résumer en un seul énoncé : la seule modification que subit la raie est un déplacement de son bord rouge, s'élevant à 0,010 angström, l'autre bord ne variant pas. Exceptionnellement, et c'est le cas des deux raies du vanadium, l'élargissement est symétrique.

Le fait que de nouvelles radiations sont absorbées uniquement sur le bord rouge de la raie peut être attribué à une absorption par les couches profondes de l'atmosphère solaire, où la pression est plus élevée : au centre du disque cette absorption ne produirait qu'un effet insignifiant, tandis qu'au bord, où toutes les couches sont tra-

versées obliquement par la lumière, l'effet en pourrait être sensible, sans préjudice de l'absorption par les couches à pression modérée, produisant la partie fixe de la raie. Un accroissement de pression de 7 atmosphères suffit à expliquer le changement observé, ce qui correspond à 12 atmosphères environ pour la pression de la couche profonde (1).

Il faut remarquer que l'image solaire de 28 millimètres dont nous disposons est bien petite pour utiliser une région définie avec une ouverture de 2 millimètres, que l'on ne pouvait pas réduire sans diminuer par trop l'intensité de la lumière. On n'a pas seulement la lumière provenant rigoureusement du bord, et on aurait probablement des différences plus marquées si l'on pouvait opérer dans des conditions plus favorables.

D'ailleurs, notre but n'était pas d'épuiser la question; nous n'avions ni le temps ni le matériel nécessaire pour cela. Nous voulions seulement, après avoir élaboré une méthode, montrer les résultats qu'on peut en tirer, et faire voir combien l'étude approfondie des phénomènes au laboratoire est nécessaire pour l'interprétation des mesures brutes obtenues dans les observations astrophysiques.

SUR L'INFLUENCE DU CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LES DIFFÉRENCES DE POTENTIELS DE VOLTA ET SUR LES FORCES ÉLECTROMOTRICES D'AIMANTATION (2);

Par M. V. POSEJPAL.

1. Sir W. Thomson a, le premier, établi, en 1856, le fait que le fer aimanté longitudinalement devient, dans la série thermoélectrique, plus positif, le fer aimanté transversalement plus négatif, de sorte que le courant thermoélectrique passe par la soudure chaude :

a) Du fer neutre vers le fer aimanté longitudinalement;

b) Du fer aimanté transversalement vers le fer neutre, et par suite,

(1) Il convient de rappeler que les mêmes phénomènes peuvent recevoir une autre interprétation. Récemment M. W.-H. Julius a consacré un mémoire (Académie d'Amsterdam, séance du 25 septembre 1909) à l'explication de nos résultats au moyen de sa théorie, qui fait intervenir la dispersion anormale produite par les vapeurs de l'atmosphère solaire. Il arrive à cette conclusion qu'on peut, par sa théorie, prévoir le sens des déplacements que nous avons observés.

(2) Communication faite à la Société française de Physique: Séance du 18 juin 1909.

c) Du fer aimanté transversalement vers le fer aimanté longitudinalement.

Cette découverte de Thomson a donné naissance à un nombre considérable de travaux, dont le plus important est celui de M. Houlevigue : *De l'influence de l'aimantation sur les phénomènes thermo-électriques* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 7, VII, 435-567; 1876). L'influence du champ magnétique sur l'effet Peltier y ayant été établie d'une manière très précise, on peut supposer que la différence de potentiel de contact de Volta change, elle aussi, sous l'action du champ magnétique. Mais, en raison de ce fait, que cette différence de potentiel de Volta et l'effet Peltier ne peuvent pas être simplement identifiés comme étant deux formes différentes d'un même phénomène, j'ai supposé qu'une étude directe de l'effet Volta dans un champ magnétique pouvait avoir quelque intérêt.

Disposition expérimentale. — Entre les bobines d'un électroaimant de Ruhmkorff, se trouve une caisse bien fermée de zinc ($0^{\text{mm}}, 75$) S, à l'intérieur de laquelle entrent hermétiquement les pièces polaires mobiles r_1, r_2 de l'électro. Un petit support de laiton o , porté par

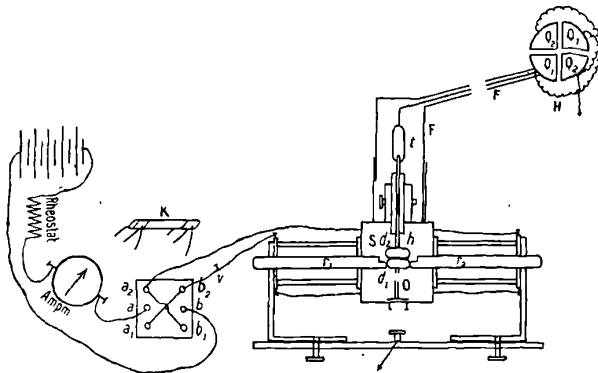


FIG. 1.

trois vis d'arrêt, permet de placer entre ces pièces polaires un des deux disques étudiés, d_1 . L'autre disque d_2 est porté par une tige de laiton h qui, étant bien isolée, peut être soulevée verticalement par un dispositif à vis. Elle porte à son extrémité supérieure un tube de verre t rempli de mercure, dans lequel plonge un fil de platine qui, étant relié au fil de cuivre, assure une communication bien isolée

entre le disque d_2 et les quadrants isolés Q_1 d'un électromètre de Hallwachs H.

La caisse S, l'enveloppe métallique de l'électromètre et des tubes recouverts de papier d'étain forment la protection électrostatique du système étudié.

La sensibilité de l'électromètre était de 60 divisions pour 1 volt.

On opérait d'après la méthode primitive de Volta, c'est-à-dire qu'on posait les disques directement l'un sur l'autre, qu'on soulevait ensuite au moyen de la vis le disque supérieur et admettait que la déviation résultante de l'électromètre mesurait la différence de potentiel. On peut objecter que cette méthode de mesures ne donne pas toujours des nombres identiques. Mais, si le nombre d'observations est suffisamment grand, on trouve toujours une valeur constante pour la même différence de potentiel.

L'effet attendu ne peut pas du tout dépendre de la direction du champ magnétique tant que celui-ci reste parallèle à la surface de contact des disques; la valeur absolue de cet effet doit être la même, quel que soit celui des deux disques étudiés qui est en communication avec les quadrants isolés, l'autre étant au sol. Pour s'assurer qu'il en était ainsi, on changeait d'une part le sens du champ magnétique (soit avec chaque nouvelle expérience, soit par groupes) et, d'autre part, on a échangé, après une série donnée d'expériences, la position réciproque des deux disques.

Les disques étudiés étaient de zinc et de fer.

Je ne reproduis que les résultats sommaires des deux groupes d'expériences définitives. Dans le premier groupe (A), le disque de fer était en dessous, le disque de zinc de mêmes dimensions en dessus. Tous les deux avaient été, huit jours avant, polis au papier d'émeri.

Dans le second groupe (B), qui sert de contrôle au premier et a été obtenu huit jours après lui, l'ordre des disques était inversé. Le disque de fer était le même que dans le groupe A; le disque de zinc a dû être remplacé par un autre. Celui-ci avait été, un jour avant les mesures, poli au papier d'émeri.

GROUPES.....	A. {		B. {	
	Au-dessus Zn.	Au-dessous Fe.	Au-dessus Fe.	Au-dessous Zn.
Différence de potentiel observée après l'élévation du disque supérieur	<i>i</i>	<i>n</i> - <i>n</i> ₀	<i>i</i>	<i>n</i> - <i>n</i> ₀
1. Avant chaque action du champ magnétique.....	41,6			— 69,0
2. Après la désaimantation de l'électro-aimant.....	78,6			— 88,1
3. Immédiatement après l'extinction du courant <i>i</i>	20,5	162,7	20,5	— 91,6
	10,5	115,3	3,5	— 87,0
4. En présence du courant <i>i</i>	5,5	133,3		
	20,5	95,2	3,5	— 112,8
	10,5	97,6		
	5,5	62,0		

Si l'on n'envisage pour le moment que les résultats du groupe A, on peut en tirer les conclusions suivantes :

1° La différence de potentiel entre les disques de zinc et de fer que l'on observe après avoir soulevé le disque de zinc s'accroît par la présence d'un champ magnétique ;

2° Cet accroissement atteint sa plus grande valeur, si le disque de zinc a été soulevé aussitôt après l'extinction du courant magnétisant ;

3° Il est moins intense en présence de ce courant ;

4° Cet accroissement maximum de potentiel, mentionné en 2°, semble être en relation avec l'instabilité du résidu magnétique. Cette hypothèse trouve un appui dans le fait que la différence de potentiel en question tombe considérablement, si on détruit ce résidu par un courant alternatif faible ;

5° Tous ces accroissements dépendent de l'intensité du champ magnétique, mais ils sont indépendants de son sens.

Le groupe B, qui sert de contrôle au premier, montre que l'effet observé est en effet indépendant de la position relative des disques. Car ce groupe donne, lui aussi, un accroissement en valeur absolue de la différence de potentiel (cette fois négative) entre fer et zinc, cet accroissement ayant lieu aussi bien aussitôt après la rupture du courant magnétisant que pendant le passage de ce courant. De même, le premier de ces accroissements tombe après la désaimantation par un courant alternatif faible.

Mais quelques remarques sont indispensables. Ce qui saute d'abord aux yeux, c'est la différence quantitative entre les valeurs *n* - *n*₀ de la colonne 3 en A et B. Pour le comprendre, il suffit de remarquer que, dans le groupe B, c'est le zinc qui se trouve entre les pôles de l'élec-

tro et qu'alors, dans ce cas, une désaimantation spontanée et assez complète se produit immédiatement après la rupture du courant i . Il en résulte que, quant au groupe B, les valeurs $n - n_0$ des colonnes 2 et 3 du tableau correspondent approximativement aux mêmes conditions, c'est-à-dire à celles de la colonne 2, groupe A.

Ce sont les $n - n_0$ de la colonne 4 qui correspondent dans les deux groupes approximativement aux mêmes conditions. Ils concordent convenablement.

Le groupe $\left. \begin{matrix} A \\ B \end{matrix} \right\}$ donne le potentiel primitif $\left\{ \begin{matrix} 41,6 \\ -69,0 \end{matrix} \right\}$; le potentiel pour $i = \begin{matrix} 5,5 A \\ 3,5 A \end{matrix} \left\{ \begin{matrix} 62 \\ -112 \end{matrix} \right\}$; leur rapport est $\left\{ \begin{matrix} 9:6 \\ 10:6 \end{matrix} \right\}$

Les valeurs $n - n_0$ dans les colonnes 1 et 2 sont un peu plus élevées dans B que dans A. Ceci peut s'expliquer par ce fait que le zinc de B a été poli au papier d'émeri un jour seulement avant les expériences, tandis que celui de A l'a été une semaine entière avant.

Je puis donc donner en résumé comme résultat définitif de ces expériences : « La différence de potentiel de contact entre zinc et fer devient plus grande, si les métaux en question se trouvent dans un champ magnétique parallèle à leur surface de contact.

Les expériences ont été plutôt qualitatives, il restait à les poursuivre d'une manière nettement quantitative. Mais j'ai préféré, selon un conseil de M. H. Pellat, examiner expérimentalement la question suivante qui semble s'imposer comme une conclusion de ce qui précède et qui est celle-ci : Si l'on ferme un circuit galvanométrique quelconque formé d'un même métal (cuivre par exemple), par les métaux fer et zinc en contact, de telle manière que la surface du contact fer-zinc se trouve entre les pôles d'un électro-aimant, tandis que les deux autres surfaces de contact (fer-cuivre et zinc-cuivre) sont toujours en dehors du champ magnétique de cet aimant, et, si on a le soin de maintenir la température du circuit ainsi formé uniforme, un courant électrique prend-il naissance ou non dans ce circuit au moment où l'on excite le champ magnétique ?

J'ai pris les trois métaux du commerce sous forme de fils : fer, zinc et cuivre, en les groupant en trois couples et en formant avec chacun de ces couples une pile thermoélectrique contenant cinq éléments reliés par des soudures en tension, avec une distance de 25 centimètres entre les soudures paires et impaires. Chaque pile était bien couverte et isolée par du mastic Golaz. Les soudures paires

se trouvaient à l'intérieur d'un petit parallépipède métallique ouvert, la pile ayant une position horizontale. Ce parallépipède avait deux parois de fer doux, les deux autres de laiton, et était, par celles de fer doux, serré entre les pôles d'un électro-aimant, dont il était séparé par de petites plaques d'ébonite. Pendant les expériences, chaque fil était protégé thermiquement par la glace fondante, de même que les pôles et les parties voisines de l'électro. Le circuit contenait un galvanomètre de Broca, donnant $1,7 \cdot 10^{-8}$ ampère par division et se fermait par un interrupteur de cuivre.

Chaque expérience consistait dans l'évaluation de trois déviations permanentes du galvanomètre : n_1 et n_3 en l'absence du champ magnétique, n_2 , les soudures paires se trouvant dans un champ magnétique \mathcal{H} très intense, le reste de chaque pile dans un champ à peu près nul. La position zéro du galvanomètre a été évaluée avant chaque lecture, de même que le moment où chaque lecture venait à être effectivement faite, avec une précision de $\frac{1}{10}$ de minute.

Les lectures n_1 et n_3 n'étaient pas généralement égales, différant plus ou moins selon le temps écoulé (en moyenne quatre minutes). J'en déduisais, en supposant une variation continue du courant en question, quelle serait la déviation en l'absence du courant magnétisant précisément au moment de la lecture n_2 . J'appelle le résultat de ce calcul le *courant purement thermique* $5i_{th}$. La différence $n_2 - 5i_{th}$ est ce que j'appelle le *courant thermomagnétique* $5i_{A|B}$. J'appelle de même le produit de $5i_{A|B}$ par la résistance totale du circuit galvanométrique R la *force électromotrice d'aimantation*, $5'i_{A|B}$.

Dans le tableau ci-après, le champ magnétique est exprimé en gauss, et les forces électromotrices d'aimantation en 10^{-8} volt.

	\mathcal{H}	$5e_{A B}$	$5(e_{FeCu} + e_{CuZn} - e_{FeZn})$
(FeZn).....	4.500	+ 34,5	»
(CuZn).....	4.500	- 0,8?	»
(FeCu).....	4.500	+ 34,2	- 1,1
(FeZn).....	7.000	+ 64,0	»
(CuZn).....	7.000	+ 7,7	»
(FeCu).....	7.000	+ 57,1	+ 0,8
(FeZn).....	10.000	+ 76,6	»
(CuZn).....	10.000	+ 16,3	»
(FeCu).....	10.000	+ 57,1	- 3,2

On peut résumer ces résultats dans les conclusions suivantes, qui naturellement ne sont pas toutes neuves :

1° La force électromotrice d'une pile thermo-électrique métallique change, si l'on excite dans le voisinage d'une série de soudures un champ magnétique intense. Ce changement n'est pas lié à la présence d'un métal ferromagnétique, et il est indépendant du sens du champ.

2° On peut supposer que ce changement est dû à une nouvelle force électromotrice; mais mes expériences ne suffisent pas à montrer si cette force électromotrice d'aimantation existerait encore dans le cas d'une uniformité absolue de la température, car je n'ai pas réussi à réaliser cette uniformité, de sorte que la question qui a donné lieu à cette partie de mon travail reste ouverte.

3° Cette force électromotrice d'aimantation croît avec le champ magnétique, mais elle ne croît pas proportionnellement. Pour le couple FeCu, il semble qu'il doit y avoir un maximum.

4° Cette force électromotrice d'aimantation est, pour les couples étudiés, de sens opposé à la force purement thermo-électrique, si ce sont les soudures les plus chaudes qui se trouvent dans le champ; elle est de même sens dans le cas inverse. Le contraire semble être vrai seulement pour le couple CuZn et pour des champs relativement faibles.

5° Si l'on supposait que cette force électromotrice d'aimantation consiste principalement dans un changement de la différence de potentiel au contact, on obtiendrait pour cette grandeur une augmentation dans le champ magnétique pour FeZn et FeCu. Dans le cas de CuZn, on obtiendrait d'abord une diminution, puis une augmentation. C'est d'accord avec la première partie de mon travail.

6° Il résulte de la disposition de mes expériences que les forces $\mathfrak{E}_{A|B}$ doivent satisfaire à la relation $\mathfrak{E}_{FeCu} + \mathfrak{E}_{CuZn} - \mathfrak{E}_{FeZn} = 0$. Or cette équation est suffisamment satisfaite. Les effets observés ne sont donc pas dus à des causes fortuites.

En dehors de ces expériences dont je viens de résumer les résultats, j'ai fait, avec les éléments FeZn et FeCu, deux nouvelles séries d'expériences.

Dans la deuxième série, j'ai mis dans le circuit galvanométrique un rhéostat, et j'ai constaté, en opérant d'ailleurs comme dans la première série, que j'ai pu augmenter la résistance du circuit galvanométrique jusqu'à 70 Ω sans que les valeurs des courants thermomagnétiques d'aimantation changeassent sensiblement. Dans la troisième série, j'ai gardé la résistance primitive, mais j'ai transformé les piles FeZn et FeCu en piles en parallèle. Les courants thermomagnétiques

d'aimantation sont restés à peu près les mêmes que dans la première série. Ces deux résultats sont bien concordants et semblent montrer que les forces électromotrices d'aimantation ne peuvent pas être considérées comme une simple modification des forces thermo-électriques. Mais je me réserve, en raison de sa grande importance et sa nature imprévue, d'examiner ce fait de plus près dans un travail spécial.

M. Henri Pellat m'a beaucoup facilité ce travail par ses nombreux conseils, de même que par l'amabilité avec laquelle il a bien voulu mettre à ma disposition toutes les ressources de son laboratoire. Qu'il me soit permis d'exprimer ici à M. Pellat mes remerciements empressés.

REMARQUES SUR LES UNITÉS DYNAMIQUES DU SYSTÈME MÉTRIQUE;

Par M. le C^e DE BAILLEHACHE.

§ 1. — La signification précise des unités de mesure métrique étant d'une importance capitale pour les transactions publiques, puisque la valeur des unités fixe le taux des échanges, il semble qu'aucune confusion ne devrait être possible sur cette question.

Cependant bien des mécaniciens ont encore en mémoire les décisions du Congrès de mécanique appliquée de 1889; ils considèrent le kilogramme comme une unité de force et ils attribuent au kilogrammètre, et par suite au cheval-vapeur et au poncelet, une valeur officielle. Les physiciens, au contraire, s'en tiennent à la vérité scientifique, précisée par la Conférence internationale des poids et mesures de 1901 : le kilogramme étant une unité de masse, le kilogrammètre, défini comme le produit d'un kilogramme par un mètre, ne peut constituer qu'une unité de moment statique, et le cheval-vapeur se trouve, en fait, une unité d'impulsion de force ou de quantité de mouvement, et non pas une unité de puissance.

M. Ch.-Ed. Guillaume a montré tout l'intérêt qu'il y aurait à concilier les deux points de vue⁽¹⁾; nous y reviendrons au paragraphe 3.

D'autre part, « la restitution à la notion du kilogramme de son

(1) CH.-ED. GUILLAUME, Communication à la Société internationale des électriciens, janvier 1909.

sens véritable, dit M. Guillaume, a fait disparaître, des lois relatives aux poids et mesures, la définition de l'unité de force dérivée du kilogramme-masse et de l'intensité de la pesanteur. Cependant la définition de l'unité de force est nécessaire en vue des transactions publiques, dans lesquelles les quantités dérivées de la force constituent un objet d'échange aussi fréquent et aussi intense que celui des quantités de matière. »

Quelle est donc l'unité métrique de force ?

C'est la force qui communique à l'unité métrique de masse l'unité métrique d'accélération, c'est-à-dire la force qui communique au kilogramme l'accélération de 1 mètre par seconde dans la seconde. J'ai proposé, en 1908, de donner à cette unité le nom de *quintaldyne* ($10^2 \cdot 10^3 = 10^5$; cent. kilo = quintal). Le professeur O. Lehmann voulut bien me faire connaître alors qu'il se servait couramment de la même unité pour le nom de « décimégadyne », et qu'il lui avait consacré un opuscule sur les fondements et les lois essentielles de la physique (1). L'inconvénient de la désignation « décimégadyne » est de reconnaître implicitement la mégadyne comme unité de force.

M. Guillaume est partisan de la mégadyne (2); il en fait une unité fondamentale.

Le reproche qu'on peut faire à la mégadyne est le suivant : l'unité de force n'est pas une unité isolée ; elle est liée à l'unité de travail et à l'unité de puissance. La mégadyne introduit le facteur 10 par rapport à l'unité métrique absolue de force ; elle nécessite donc la présence du facteur $\frac{1}{10}$ dans les définitions correspondantes du *joule*, unité métrique absolue de travail, et du *watt*, unité métrique absolue de puissance.

Au lieu de dire que le joule est la mégadyne déplacée d'un décimètre, il me paraît plus rationnel de dire que le joule est la quintaldyne déplacée d'un mètre, ou qu'un joule est une quintaldyne-mètre ($\mathcal{E} = FL$).

Considérons d'ailleurs un corps qui se déplace sur un parcours ds ; chaque force F qui agit sur lui fournit un travail $Fds \cos(F, ds)$. Si

(1) Dr O. LEHMANN, *Die wichtigsten Begriffe und Gesetze der Physik unter alleiniger Anwendung der gesetzlichen und der damit zusammenhängenden Masseneinheiten*. Berlin, 1907.

(2) CH.-ED. GUILLAUME, *loc. cit.*; voir aussi *Initiation à la mécanique*, 1909, p. 157.

la somme des travaux de toutes les forces agissantes est différente de zéro, leur valeur va accroître ou diminuer le capital de travail (force vive, énergie cinétique). La valeur intrinsèque de la force vive d'une masse m animée d'une vitesse v étant $\frac{mv^2}{2}$, l'accroissement du capital de travail est :

$$\int F ds \cos(\mathbf{F}, ds) = \frac{mv^2}{2} - \frac{mv_0^2}{2}$$

par conséquent

$$\begin{aligned} 1 \text{ joule} &= 1 \text{ kilogramme} \times 1 \left(\frac{\text{mètre}}{\text{sec}} \right)^2 = \frac{1 \text{ kilogramme} - \text{mètre}}{\text{sec}^2} \\ &= 1 \text{ quintaldyne} - \text{mètre}. \end{aligned}$$

C'est la quintaldyne et non la mégadyne qui s'introduit naturellement.

Le travail de 1 dyne sur 1 centimètre vaut 1 erg. Ce travail est de $10^{-5} \cdot 10^{-2}$ unité métrique de travail, ou 10^{-7} joule. Donc 1 joule = 10^7 ergs.

Enfin, la puissance P d'une force F étant, par définition, le travail fourni par cette force dans l'unité de temps, on a :

$$P = \frac{F ds}{dt} = Fv;$$

donc

$$1 \text{ watt} = 1 \text{ quintaldyne} \cdot \frac{\text{mètre}}{\text{sec}} = \frac{1 \text{ joule}}{\text{sec}} = 10^7 \text{ ergs par seconde.}$$

§ 2. — L'avantage du système des unités quintaldyne, joule, watt est de déduire les unités légales de force, de travail, de puissance (et de pression) des unités fondamentales légales, le mètre et le kilogramme (1).

On peut dire que *la quintaldyne, le joule et le watt sont des unités légales de fait*, puisqu'elles sont des conséquences nécessaires de l'adoption du mètre, du kilogramme et de la seconde. Il s'ensuit que la mégadyne et le kilowatt ne sont, en toute rigueur, que des unités pratiques. Aussi peut-on regretter que, dans la rédaction toute récente

1) La loi portant reconnaissance des étalons internationaux a été promulguée en France, le 11 juillet 1903, sur le rapport de M. R. Benoit. Cette loi annule l'article 2 de la loi du 19 frimaire an VIII.

Le tableau des Mesures légales, objet du décret du 28 juillet 1903, enlève toute hésitation au sens qu'il faut attribuer au mot « kilogramme ».

du texte de loi relatif aux usines hydrauliques, on ait précisé le kilowatt comme « unité » de puissance. Il aurait été plus exact de dire que le kilowatt est l' « unité pratique » de puissance. Le kilowatt ne peut être l' « unité » légale de puissance, puisque celle-ci est nécessairement le watt ; le kilowatt est l'unité de puissance du système mètre-tonne-seconde, lequel n'a de valeur égale que d'une manière indirecte, comme le système C. G. S. (En effet, le kilowatt correspond au kilojoule, c'est-à-dire à $10^3 \frac{\text{kgm.}}{9,80883}$ ou $\frac{1}{9,80665}$ tonne-mètre).

Le système que je préconise a l'avantage de n'introduire aucune unité fondamentale de force ou de puissance, et il ne donne pas lieu à la critique à laquelle prête le meilleur des systèmes actuels d'unités légales, le système hongrois, savoir la connaissance préalable des unités C. G. S. (1).

Il est à remarquer que le joule et le watt sont essentiellement des unités dynamiques. Le rapport annexé au décret du 26 avril 1896 a défini le « joule international » comme « égal à 10^7 unités C. G. S. de travail » et le « watt international » comme « égal à 10^7 unités C. G. S. de puissance » ; le mot « international » est devenu superflu pour tous les pays qui ont sanctionné par une loi la reconnaissance des étalons internationaux.

§ 3. — Si l'on envisage la question des unités dynamiques au point de vue des applications, il est clair qu'on ne peut s'en tenir aux seules unités métriques absolues : il n'existe pas d'étalon de la quintaldyne, tandis qu'il est aisé de trouver partout un étalon du kilogramme-force. C'est pourquoi il sera nécessaire, quand on définira les unités dynamiques légales en France, d'adjoindre, comme l'a proposé il y a un an M. Guillaume, la définition d'unités convenables pour les transactions publiques aux définitions des unités théoriques.

On pourrait aborder, par exemple, les définitions légales des unités dynamiques dans des articles conçus dans les termes suivants :

« ART. — L'unité de mesure de la force est la force qui communique à l'unité de masse une accélération de $1 \text{ m}^2 : \text{sec}^2$. On appelle cette unité *quintaldyne*.

« Dans les transactions publiques, on emploie comme unité usuelle une unité valant sensiblement 10 quintaldynes. Cette unité, qu'on

(1) La loi hongroise a été sanctionnée le 10 janvier 1907. Elle figure au *Országos Törvénytár* du 12 janvier 1907. — Voir *Ungarische Reichsgesetzsammlung für das Jahr 1907, Erstes Heft*, V, p. 136 à p. 166.

nomme *kilogramme-force*, est le poids normal de la masse de 1 kilogramme (9,80665 quintaldynes).

« (Le poids normal de la masse de 1 kilogramme est l'effort statique exercé par la masse de 1 kilogramme soumise à l'action de la pesanteur normale; celle-ci communiquerait à un corps tombant librement une accélération de 9,80665 m : sec².)

« Les multiples et les sous-multiples du kilogramme-force sont dénommés en partant du nom des unités de masse qui leur donnent naissance (gramme-force, tonne-force, etc.⁽¹⁾; 1 hectogramme-force = 0,980665 quintaldyne). »

« ART. — L'unité de mesure du travail est le travail que 1 quintaldyne produit par un déplacement de 1 mètre dans sa propre direction. Cette unité porte le nom de quintaldyne-mètre ou *joule*.

« Dans les transactions publiques, on emploie comme unité usuelle le kilogramme-force-mètre, qu'on appelle *kilogrammètre*. C'est le travail que 1 kilogramme-force produit par un déplacement de 1 mètre dans sa propre direction : 1 kilogrammètre = 9,80665 joules.

« Dans les applications de l'électricité, on emploie comme unité usuelle d'énergie le watt-heure, valant 3 600 joules, et ses multiples, l'hectowatt-heure, le kilowatt-heure. »

« ART. — L'unité de mesure de la puissance est le quotient de 1 joule par une seconde de temps moyen. Cette unité porte le nom de *watt*.

« Dans les transactions publiques, on emploie comme unités pratiques le kilowatt, valant 1.000 watts, et l'hectowatt, valant 100 watts.

« Le cheval-vapeur normal, c'est-à-dire la puissance qui produit en une seconde 75 kilogrammètres, a pour valeur 735,5 watts (75 × 9,80665). »

« ART. — L'unité de mesure de la pression est la pression qu'exerce 1 quintaldyne uniformément répartie sur une surface de 1 mètre carré.

« Dans les transactions publiques, l'unité usuelle généralement employée est le *kilogramme-force par centimètre carré*, qu'on désigne également sous le nom d'*atmosphère industrielle* ⁽²⁾. Cette pression

(1) Le texte de cet alinéa est emprunté à la communication de M. Guillaume déjà citée (note 1, § 1).

(2) Cette unité sert à la mesure des pressions dans les chaudières et les réservoirs contenant un fluide comprimé, ainsi qu'à la mesure des résistances des pierres et des ciments. Dans les calculs de résistance des pièces métalliques, on emploie le kilogramme-force par millimètre carré.

vaut approximativement 100 000 unités métriques de pression (exactement 98066,5). Elle est égale à la pression d'une colonne de mercure de 735^{mm},5 à 0° Celsius, sous l'action de la pesanteur normale.

« L'atmosphère industrielle est égale à 0,9678 de la pression atmosphérique normale. Cette dernière est égale à la pression d'une colonne de mercure de 760 millimètres, à 0° C., soumise à l'action de la pesanteur normale. »

REMARQUE. — 1 unité métrique de pression vaut 10 baries. Comme la densité du mercure est 13,59593, la pression atmosphérique normale vaut 101321,1 unités métriques de pression ou sensiblement 1 mégabarie.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XVI ; 2^e semestre 1908.

JAKOB KUNZ. — On the corpuscular theory of the thermo-electric forces
(Sur la théorie corpusculaire des forces thermo-électriques). — P. 767.

Le mémoire comprend les paragraphes suivants :

Différences de potentiel entre métaux en contact ;

Force thermoélectrique dans une barre métallique inégalement chauffée ;

Force électromotrice des éléments thermo-électriques ;

Effet Peltier et effet Thomson. Relation entre les divers effets ;

Force électrique X et pyroélectricité. (La force électrique X est une force électromotrice qui doit prendre naissance, selon la théorie, entre les extrémités d'une tige de métal portée à des températures différentes) ;

Conservation de l'énergie ;

Résistance des alliages.

T.-H. LABY. — A recalculation of the vapour pressure of mercury
(Calcul à nouveau des tensions de vapeur du mercure). — P. 789.

L'auteur donne une table des valeurs des tensions maxima de la vapeur de mercure de 5° en 5° depuis 15° jusqu'à 400°, et de

50° en 50° depuis 400° jusqu'à 850°, en utilisant les données expérimentales les plus récentes.

Les diverses observations convenablement réduites sont bien reliées par les formules (du type de Kirchhoff) :

$$(M) \quad L_p = 15,24431 - 3\,623,932 \frac{1}{\theta} - 2,367233 \mathcal{L} \cdot \theta$$

$$(L) \quad L_p = 10,04087 - 3\,271,245 \frac{1}{\theta} - 0,7020537 \mathcal{L} \cdot \theta$$

La formule (M) pouvant être utilisée de 15° à 270°, et la formule (L) de 270° à 450°.

Une table donne également les densités de vapeur du mercure aux différentes températures. Il ne semble pas que l'on ait atteint le point critique de la vapeur de mercure : il doit se trouver à une température relativement élevée, probablement au-dessus de 850°.

E. RUTHERFORD. — The action of the radium emanation upon water
(L'action de l'émanation du radium sur l'eau). — P. 812.

Depuis les premières expériences de Ramsay et Soddy en 1903, la production de l'hélium à partir du radium et de son émanation a été établie par nombre d'observateurs différents.

Plus récemment a été soulevée la question de la transformation des atomes de la matière ordinaire sous l'action de l'émanation du radium. Ramsay et Cameron ont publié des résultats qui tendraient à établir que le cuivre est transformé en lithium, et que l'émanation, en se décomposant en présence de l'eau, donne naissance au néon. La transformation du cuivre en lithium a depuis été controuvée par M^{me} Curie ; mais, si cette transformation paraît discutable, la transformation de l'émanation en néon en présence de l'eau devrait être considérée comme *absolument certaine* selon Ramsay et Cameron : ce serait le premier exemple de *transmutation* parfaitement constaté.

L'auteur a repris l'étude de la question en s'entourant de précautions minutieuses. Il est maintenant relativement facile d'isoler et de déceler des traces extrêmement faibles de néon en mettant à profit la propriété du charbon de noix de coco d'absorber tous les gaz à la température de l'air liquide, à l'exception du néon et de l'hélium.

Le résultat des expériences exécutées a été nettement *négatif* en

ce qui concerne la production de néon par l'émanation en présence de l'eau.

Des expériences de contrôle ont montré qu'il est possible de déceler par l'examen spectroscopique une quantité de néon inférieure à $\frac{1}{1.000}$ de millimètre cube.

La quantité d'émanation soumise aux essais provenait de 150 milligrammes de radium et était abandonnée à elle-même en présence de l'eau pendant trois jours.

Dans les produits de la décomposition, on a trouvé de l'hélium, mais pas la moindre trace de néon.

Or, d'après le taux de production de l'hélium à partir du radium (mesuré par Dewar), la quantité de radium soumise aux essais donnerait $\frac{1}{10}$ de millimètre cube environ d'hélium. Une production de néon égale à 1 0/0 de la quantité d'hélium formé eût été appréciable.

Si l'on considère que l'examen spectroscopique permet de déceler la quantité de néon contenu dans $\frac{1}{15}$ de centimètre cube d'air atmosphérique, on doit supposer que la présence du néon, qui a été observée par Ramsay et Cameron, provenait simplement d'une rentrée très faible d'air dans les appareils. La discussion de leur expérience montre en effet qu'il a dû se produire certainement une rentrée d'air égale à $0^{\text{mm}^3},36$. Cette quantité est plus que suffisante pour donner un brillant spectre de néon.

CLARENCE-A. SKINNER et A.-Q. TOOL. — An investigation of the optical properties of films of magnetic metals (Une recherche des propriétés optiques des lames minces de métaux magnétiques). — P. 833.

L'objet de la présente recherche est d'étudier la rotation magnétique et l'ellipticité produites dans un faisceau de lumière polarisée rectiligne par des lames très minces de métaux magnétiques obtenus par ionoplastie.

A cette étude en lumière polarisée se trouve liée l'étude des indices de réfraction et des coefficients d'absorption qui présente d'étroites relations théoriques avec la première.

Les recherches ont porté sur trois types de lames de fer et de cobalt qui diffèrent entre eux tant par leur activité magnéto-optique

que par leur absorption et leur indice de réfraction. Les deux types obtenus par ionoplastie ont, le premier l'aspect d'un miroir *métallique*, le second celui d'une glace *noire* polie. Le troisième type est obtenu par électrolyse.

Dans le type *noir*, la région de résonance se trouve dans la partie visible du spectre, de sorte que ce type donne une anomalie marquée pour la rotation magnétique et l'ellipticité. La rotation va en croissant jusqu'à une valeur maximum de part et d'autre de la région de résonance ; l'ellipticité croît de même jusqu'à un maximum, puis décroît asymptotiquement des deux côtés jusqu'à une valeur nulle.

La courbe de la rotation paraît présenter la même forme que celle qui a été obtenue par Elias pour le chlorure d'erbium ; toutefois les valeurs sont de signe contraire.

Il n'existe pas d'anomalie dans les courbes d'indices de réfraction.

Dans les lamelles *électrolytiques*, les effets magnéto-optiques montrent que la région de résonance se trouve dans l'ultra-violet. Le pouvoir rotatoire magnétique et l'absorption sont plus considérables que dans le type *noir*. L'intensité des propriétés magnéto-optiques est encore plus accusée dans le type *métallique*. Ces propriétés différentes des divers types de lames minces paraissent liées à la structure granulaire du dépôt.

Les théories existantes ne paraissent pas susceptibles de donner l'explication des résultats obtenus.

BASIL-W. CLACK. — On the coefficient of diffusion
(Sur le coefficient de diffusion). — P. 863.

Le présent mémoire contient la description d'une série d'expériences sur la diffusion dans l'eau de différentes dissolutions salines. L'objet des expériences était de faire l'essai d'une méthode nouvelle pour la détermination des coefficients de diffusion, puis de rechercher la manière dont varie ce coefficient avec la concentration de la solution.

Les résultats obtenus montrent que la méthode employée est susceptible de fournir des valeurs bien concordantes.

On a trouvé pour les solutions de AzO^3K et de KCl les valeurs

suivantes (K, coefficient de diffusion) :

AzO ³ K à 10 0/0	$K \times 10^5 = 0,844,$
KCl à 10 0/0.....	$K \times 10^5 = 0,955.$

T.-H. LABY. — Gaseous ionization and pressure
(Ionisation gazeuse et pression). — P. 879.

Lorsque les rayons γ agissent sur un volume constant de gaz, on doit s'attendre à les voir produire une quantité de radiation secondaire proportionnelle à la pression du gaz.

L'ionisation due à cette radiation secondaire étant aussi proportionnelle à la pression, l'ionisation définitive devrait être proportionnelle au carré de la pression du gaz.

Les expériences qui ont été faites jusqu'ici sur l'ionisation des gaz à différentes pressions ne paraissent pas confirmer cette conclusion. Ces expériences n'ont d'ailleurs été effectuées qu'à des pressions inférieures à 1 atmosphère.

L'auteur a donc cru devoir les reprendre en étendant les mesures jusqu'à 17 atmosphères, et a opéré sur l'hydrogène, l'air et l'anhydride carbonique. Les gaz étaient contenus dans un récipient d'aluminium et exposés aux rayons pénétrants γ du radium.

L'ionisation dans l'hydrogène est sensiblement proportionnelle à la pression. Dans l'air et surtout dans l'anhydride carbonique, elle croît moins vite que la pression.

De la discussion des résultats obtenus on peut conclure que l'ionisation est due à trois sortes de radiations :

1° Aux rayons γ . L'ionisation correspondante est proportionnelle à la pression ;

2° Aux rayons secondaires β (excités par les rayons γ) qui proviennent soit des électrodes d'aluminium, soit du gaz lui-même. Les premiers donnent une ionisation proportionnelle à la pression, tandis que ceux qui proviennent de l'excitation du gaz produisent une ionisation proportionnelle au carré de la pression ;

3° A une radiation tertiaire peu pénétrante. L'ionisation due à cette radiation tertiaire croît moins vite que la pression.

O.-W. RICHARDSON. — The kinetic energy of the ions emitted by hot bodies (L'énergie cinétique des ions émis par les corps chauds). — P. 890.

Second mémoire étendu faisant suite à un premier mémoire publié par l'auteur sur la même question (*Phil. Mag.*, 1908, p. 353).

La conclusion la plus importante est que les ions émis par le platine incandescent (ions positifs ou négatifs) sont cinétiquement identiques aux molécules d'un gaz de même poids moléculaire, à la température du métal.

Les présents résultats peuvent être considérés comme corroborant l'assertion émise précédemment par l'auteur que les électrons libres à l'intérieur d'un métal présentent la même valeur et la même distribution de l'énergie cinétique et des vitesses que les molécules d'un gaz qui aurait le même poids moléculaire et la même température que le métal.

R.-W. WOOD. — On a method of showing fluorescent absorption directly if it exists (Sur une méthode pour montrer l'absorption par fluorescence si elle existe). — P. 940.

Certains expérimentateurs ont cru établir que la fluorescence d'un milieu modifiait ses propriétés absorbantes. Des expériences de Burke semblent montrer qu'un bloc de verre d'urane absorbe plus énergiquement la lumière fluorescente provenant d'un autre bloc de verre d'urane lorsque sa fluorescence est excitée par un faisceau latéral de lumière que lorsqu'il n'est pas illuminé. Nichols et Merrit ont effectué sur diverses solutions fluorescentes des expériences qui les ont conduits à la même conclusion. Toutefois M. Camichel n'a pu reproduire le phénomène⁽¹⁾.

L'auteur a repris l'examen de la question en opérant à l'aide d'un dispositif très simple. La substance soumise à l'observation est illuminée d'une manière intermittente par une source (arc électrique), dont les rayons se trouvent périodiquement interrompus par un disque perforé animé d'un mouvement de rotation. Devant ce disque sont disposées deux lentilles qui donnent deux images de la source : l'une des lentilles est fixe, tandis que l'autre est susceptible de subir

(¹) *C. R. de l'Ac. des Sc.*, 1904, p. 139.

un petit déplacement angulaire concentriquement au disque mobile. Ce déplacement permet de faire en sorte que les faisceaux qui donnent les images passent simultanément ou non par les trous du disque perforé. On peut ainsi observer une image à travers la substance fluorescente pendant qu'elle est illuminée ou non et voir s'il se produit des variations d'intensité pendant que le disque tourne.

L'expérience montre que cette variation ne se produit pas, c'est-à-dire que l'absorption de la substance fluorescente ne dépend pas de son illumination.

R.-W. WOOD. — An extension of the principal series of the sodium spectrum (Extension des séries principales du spectre du sodium). — P. 945.

Le plus grand nombre des raies des séries de Balmer qui ont été observées jusqu'à présent au laboratoire est de treize : ce sont les raies qui ont été trouvées dans le spectre de l'hydrogène par Cornu et par Ames. Dans le spectre de la chromosphère, 29 raies de l'hydrogène ont été repérées dans la même série ; la dernière qui correspond à la valeur $n = 31$ de la formule théorique se trouve à 15 unités Angström de l'extrémité de la série.

Jusqu'ici on n'avait reconnu que sept raies des séries principales dans le spectre de la vapeur de sodium. En étudiant le spectre d'absorption du sodium dans l'ultra-violet, l'auteur est parvenu à porter ce nombre à trente. Cela constitue la série de Balmer la plus complète qui ait jamais été observée au laboratoire et place le spectre de sodium au même rang que le spectre d'hydrogène de la chromosphère.

La vapeur a été obtenue en chauffant au rouge le métal dans un tube d'acier de 1 mètre de longueur. Cette vapeur est presque complètement opaque aux radiations visibles ; les radiations du violet extrême sont seules transmises. Le mieux est d'opérer à une pression de 15 centimètres d'azote. Il n'est d'ailleurs nullement nécessaire de s'astreindre à remplir le tube d'azote : en introduisant de l'air, l'oxygène est rapidement absorbé par le métal, et les fumées d'oxyde se déposent sans gêner l'observation.

Comme source de lumière, on a employé une étincelle entre électrodes de cadmium fournie par bobine d'induction et condensateur.

Le spectre a été photographié à l'aide d'un spectrographe à

prisme de quartz de Fuess qui, tout en possédant une longueur focale de 12 centimètres, donne une dispersion égale à celle d'un réseau concave de 1 mètre de rayon comprenant 15 000 traits par pouce.

Une photographie du spectre étudié et un tableau des longueurs d'ondes repérés (de $n = 3$ à $n = 31$) sont joints au mémoire.

C. TISSOT.

T. XVII; 1^{er} semestre 1909.

RADIOACTIVITÉ ET IONISATION. — PHYSIQUE DU GLOBE.

(Analyse de quelques mémoires publiés dans les volumes antérieurs.)

G.-F.-C. SEARLE. — The impulsive motion of an electrified sphere
(Mouvement impulsif d'une sphère électrisée). — P. 43-71.

Étude théorique, — poussée jusqu'à l'établissement de tableaux numériques, — du problème de la sphère électrisée animée d'une vitesse de translation, et dont une impulsion brusque vient changer la direction et la vitesse; il résulte de ce changement l'émission d'une certaine énergie W , qui est de l'énergie électrique rayonnée. L'auteur donne par exemple (table VII, p. 69) les valeurs du rapport de cette énergie rayonnée W à l'énergie électrostatique U_0 de la sphère au repos, pour diverses valeurs du rapport n_1 de sa vitesse initiale de translation u_1 à la vitesse v de la lumière, et pour diverses valeurs de l'angle α dont la trajectoire de la sphère est déviée par l'impulsion, dans le cas particulier où, seule, la direction du mouvement est changée, et non sa vitesse. Voici un extrait de ce tableau :

		Valeur de $\frac{W}{U_0}$.			
$n_1 = \frac{u_1}{v}$	$\alpha = 0$	$\alpha = 60^\circ$	$\alpha = 90^\circ$	$\alpha = 180^\circ$	
0,1	0	0,0067	0,0134	0,0268	
0,5	0	0,2418	0,4050	0,7465	
0,8	0	0,7475	1,6030	2,5043	
0,85	0	1,2773	2,0704	3,0911	
0,9	0	1,8161	2,7765	3,9216	

C.-V. BURTON. — A modified theory of gravitation
(Théorie modifiée de la gravitation). — P. 71-113.

Il s'agit de modifications destinées à écarter les difficultés des théories hydrodynamiques qui rattachent l'attraction de la matière pour la matière, aux actions entre sphères pulsantes. Ces théories sont exposées, d'après l'auteur, dans les articles et ouvrages suivants : W.-M. HICKS, *On the problem of two pulsating spheres in a fluid* (*Proc. Camb. Phil. Soc.*, III, p. 277; octobre 1879); — BASSET, *Hydrodynamics*, t. I, chap. XI.

On a été conduit à chercher la cause des changements de pression dans l'éther libre, non dans les libres vibrations des atomes individuels ou des électrons, mais dans quelque cause extérieure exerçant sur ces discontinuités de l'éther une action commune. On a proposé, en particulier, l'hypothèse d'une pression sur l'éther subissant une variation séculaire. Mais cette hypothèse se heurte à une grosse difficulté, car, quelque faible que soit cette variation séculaire, elle arriverait, avec le temps, à être énorme. L'auteur lui substitue celle de « fluctuations périodiques ou quasi périodiques de la pression dans l'éther ». En outre, il suppose que les électrons, points de discontinuité de l'éther, au lieu d'être des noyaux vides, sont des régions de densité quelque peu diminuée (où pourtant la compressibilité est moindre que dans l'éther). Il développe les conséquences de ces hypothèses au point de vue d'une théorie électromagnétique de la gravitation.

V.-E. POUND. — The absorption of the different types of bêta rays, together with a study of the secondary rays excited by them (L'absorption des divers types de rayons Bêta, avec une étude des rayons secondaires qu'ils excitent). — P. 126-154.

L'auteur reprend, en les variant et les complétant, les expériences de Mackensie ⁽¹⁾ sur les rayons secondaires émanés de la face antérieure et de la face postérieure d'une lame métallique frappée par les rayons β ou γ du radium.

Les rayons β émis par du bromure de radium, comprenant les radiations β émanées de tous les produits de transformation du radium

(1) *Phil. Magaz.*, juillet 1907; — *J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII, p. 499; 1909.

à l'état d'équilibre, ne produisent aucune ionisation du côté postérieur d'une lame d'aluminium de 7 millimètres d'épaisseur, d'une lame d'étain de 2^{mm},5 ou d'une lame de plomb de 0^{mm},9. Plus grande est la densité du métal sur lequel tombent les radiations β et plus grand est le pouvoir pénétrant des rayons secondaires réfléchis produits par ces radiations. Avec de très minces lames métalliques traversées par les rayons β , l'ionisation due, au début, aux radiations secondaires transmises, est plus grande que la perte par absorption des rayons primaires.

WALTER MAKOWER. — On the number and the absorption by matter of the β particles emitted by radium (Nombre et absorption par la matière des particules β émises par le radium). — P. 181-180.

Une préparation radioactive isolée émet des rayons β et des rayons γ ; les rayons γ n'étant pas chargés, elle perd, avec les rayons β une charge électrique négative; tandis que les rayons α ne s'échappent pas en général au loin. Il en résulte que ce corps radioactif, électriquement isolé, se charge au bout de quelque temps positivement. D'après la valeur de la charge, on peut calculer le nombre d'électrons négatifs émis. L'on maintient le corps isolé dans un vase de verre mince, il faudra faire ensuite une correction pour tenir compte des rayons β absorbés par l'enveloppe de verre.

En admettant $4,56 \cdot 10^{-10}$ unités électrostatiques pour la charge d'une particule β , l'auteur trouve qu'une *gramme de radium* en équilibre émet par seconde $3,68 \cdot 10^{10}$ ou $3,41 \cdot 10^{10}$ particules β . En appliquant la correction pour l'absorption par la paroi du verre, il arrive au nombre $5,0 \cdot 10^{10}$.

NORMAN CAMPBELL. — The absorption of β rays by liquids (L'absorption des rayons β par les liquides). — P. 180-190.

Les expériences d'absorption faites sur l'eau et sur diverses dissolutions salines laissent incertaine l'existence d'un véritable coefficient d'absorption défini par une loi exponentielle. La relation entre les valeurs de $\frac{\lambda}{\rho}$ (λ coefficient d'absorption, et ρ densité) du dissolvant et du corps dissous dans la solution n'est certainement pas linéaire.

W.-B. MORTON. — Note of the amount of water in a cloud formed by expansion of moist air (Note sur la quantité d'eau dans un nuage formé par l'expansion d'air humide). — P. 190-192.

En supposant *réversible* la condensation par détente, c'est-à-dire en admettant qu'en se refroidissant, l'air reste à chaque instant saturé, on a une limite supérieure de la quantité d'eau condensée. J.-J. Thomson a fait le calcul en admettant une variation irréversible, le point représentatif décrivant une corde rectiligne de la courbe de saturation, au lieu de l'arc.

En soumettant au calcul un exemple numérique traité par J.-J. Thomson, celui d'un air primitivement à 16° C. et subissant une expansion qui augmente son volume dans la proportion de 1,36 à 1, on trouve, dans l'hypothèse de la réversibilité :

$$\begin{aligned} \rho \text{ (densité de la vapeur)} &= 4,87 \cdot 10^{-6}; \\ t \text{ (température après la condensation)} &= 0^{\circ},5; \\ \text{masse de nuage par cm}^3 &: 5,06 \cdot 10^{-6} \text{ grammes.} \end{aligned}$$

Dans l'hypothèse admise par J.-J. Thomson, on a :

$$\begin{aligned} \rho &= 5,15 \cdot 10^{-6}; \\ t &= 1^{\circ},2; \\ \text{masse de nuage en cm}^2 &: 4,77 \cdot 10^{-6} \text{ grammes.} \end{aligned}$$

Il n'y a, sur ce dernier chiffre, entre les deux hypothèses extrêmes, qu'une différence de 6 0/0.

W. WILSON. — The effect of pressure on the natural ionization in a closed vessel, and on the ionization produced by the γ rays (L'effet de la pression sur l'ionisation en vase clos et l'ionisation produite par les rayons γ). — P. 216-226.

L'auteur a poussé l'étude de l'ionisation naturelle en vase clos jusqu'à des pressions plus hautes qu'on n'en avait atteintes jusqu'ici dans ces recherches. Il est allé jusqu'à 46 atmosphères.

La courbe de variation de l'ionisation naturelle avec la pression montre une partie constante due aux radiations émanées des parois du vase, et une partie qui croît proportionnellement à la pression, et qui est due principalement à l'émanation mêlée aux gaz.

E. RUTHERFORD et T. ROYDS. — The nature of the α particle from radioactive substances (La nature de la particule α des substances radioactives). — P. 281-286.

Par une expérience décisive, on prouve directement que les particules α , débarrassées de leur charge électrique, sont simplement de l'hélium.

Un tube A de 1^{cm},5 de haut, extrêmement fin, est soudé au bout d'un plus large tube capillaire B. A est suffisamment mince pour permettre aux particules α émises par une préparation radioactive qu'il contient de traverser la paroi : la paroi de A a en effet environ $\frac{1}{100}$ de millimètre d'épaisseur et elle est équivalente, au point de vue du pouvoir d'arrêt, à 2 centimètres d'air. Le tube vertical BA est scellé à l'intérieur d'un tube cylindrique de verre, plus large T, où l'on peut faire le vide mercuriel. Après avoir amené le mercure dans T jusqu'à la base du tube A, on laisse l'appareil en expérience. Peu à peu les particules α traversent la paroi mince du tube A et entrent dans le tube T, où elles sont arrêtées par la paroi extérieure de T et par la surface du mercure; elles abandonnent à ce mercure leur charge, et il diffuse de l'hélium pur au sommet du tube T, où l'on pourra, au bout de trois ou quatre jours, déceler sa présence à l'examen spectroscopique, après avoir eu soin de comprimer un peu le gaz en élevant le niveau du mercure.

Il ne s'agit pas ici d'hélium qui aurait simplement diffusé à travers les parois minces de A en même temps que de l'émanation. Pour le vérifier, on a, dans une autre expérience, comprimé au préalable dans le tube A de l'hélium mélangé à de l'émanation; et néanmoins on n'a décelé en T le spectre de l'hélium qu'au bout du même temps, environ quatre jours.

J.-A. FLEMING. — A note on the photoelectric properties of potassium-sodium alloy (Note sur les propriétés photoélectriques de l'alliage potassium-sodium). — P. 286-295.

Indication des précautions minutieuses à prendre pour avoir un tube à vide contenant de l'alliage liquide sodium-potassium, reposant au bas du tube sur une partie du verre où sont soudés des fils

de platine, et placé en regard d'une surface de platine située au haut du tube, et maintenue par d'autres fils de platine scellés dans le verre. En faisant tomber sur la surface brillante de l'alliage liquide la lumière ultraviolette de l'arc électrique, on réalise avec une intensité spéciale les expériences de photoélectricité. On a une force électromotrice définie, qu'on peut équilibrer par une force contre-électromotrice extérieure, entre l'alliage et la lame de platine ; on a trouvé 0^v,45 et 0^v,6 suivant les tubes. La pile photoélectrique constituée par le tube a une résistance que l'on peut mesurer par l'intensité du courant produit, et qui, dans un tube étudié, s'est trouvée de 74.000 ohms.

J.-C. MAC CLENNAN. — On the radioactivity of lead and other metals (Sur la radioactivité du plomb ~~et d'autres~~ métaux). — T. XIV, p. 760-779.

En étudiant la conductivité de l'air enfermé dans des cylindres de plomb, M. Mac Clellan a reconnu que cette propriété varie considérablement d'un échantillon de plomb à l'autre. La plus basse conductivité observée correspond à la production de 23 ions par centimètre cube et par seconde dans l'air, la plus haute à 160 ions. L'activité considérable parfois observée dans le plomb paraît donc être due à la présence d'impuretés actives.

Les différences que présente la conductivité de l'air quand il est contenu dans des vases de différents métaux, — y compris le plomb, — quand ces métaux ne renferment pas d'impuretés radioactives, tiennent aux différences que présentent les radiations secondaires dues à ces métaux. Le calcul des observations de conductivité de l'air contenu dans différents récipients conduit à la conclusion qu'il y a environ 9 ions par centimètre cube et par seconde, qui proviennent, dans l'air libre, de la radiation très pénétrante émanée de la terre.

C.-S. WRIGHT. — On variations in the conductivity of air enclosed in metallic receivers (Sur les variations dans la conductivité de l'air enfermé dans des récepteurs métalliques). — T. XVII, p. 295-319.

Les expériences de Wright complètent celles de Mac Lennan. Ce qu'on mesure, par la méthode ordinaire (recherche à l'électromètre, du courant de saturation entre une électrode centrale isolée et la paroi),

c'est le nombre q des ions produits par centimètre cube et par seconde. Ce nombre, Mac Lennan l'a trouvé en moyenne de 15 dans le zinc et l'aluminium; il a varié, dans le plomb, entre 23 et 160.

Un des points intéressants du mémoire de Wright est l'étude de la variation du nombre q dans un même vase, en divers lieux. En particulier, sur le vapeur *Corona* naviguant sur le lac Ontario, on a trouvé systématiquement dans un cylindre donné les nombres 34,9; 35,2; jusqu'à 36,5; contre 41,7; 42,0, jusqu'à 43,3 trouvés à terre. Cela fait, par différence, 6,7 ions par centimètre cube et par seconde, pour « l'effet d'écran » du lac, moins l'action propre de la radiation intrinsèque du bateau. Cette dernière action produirait 2,3 ions par centimètre cube et par seconde, si l'on admet, d'autre part, ce qu'établissent d'autres mesures, que l'effet total d'écran dû à l'eau du lac est de 9. On trouve en effet que le nombre donné au laboratoire de physique de Toronto, dans un nouveau bâtiment, est 22,5, tandis que l'on obtient 13,5 sur l'eau, en un point où elle a 5^m,6 de profondeur; on a opéré sur une petite construction légère reposant sur des colonnettes, et établie au milieu de l'eau. On a d'ailleurs vérifié, sur un pont, que le ~~pouvoir~~ absorbant de l'eau pour les radiations émises par le radium est absolu, dès que l'eau a une profondeur de 3^m,65 : pour cela on a placé un tube renfermant du radium à des profondeurs croissantes à partir de la surface de l'eau jusqu'au fond.

M. SUTHERLAND. — Molecular diameters (Diamètres moléculaires). — T. XVII, p. 320-321.

Sutherland donne les valeurs de la constante C (paramètre proportionnel à l'énergie potentielle mutuelle de deux molécules en contact) pour diverses molécules, et en regard les deux valeurs différentes du diamètre (valeur vraie) et du *diamètre apparent* (¹).

Ces nombres sont donnés, par Sutherland, d'après les plus récentes déterminations. Voici un extrait de son tableau :

(¹ Sur la signification de C et de ces deux manières d'évaluer le diamètre moléculaire; voir BRILLOUIN, *Leçons sur la viscosité des liquides et des gaz* (Paris, Gauthier et Villars, 1907), 2^e partie, p. 104 et suivantes.

Gaz	$2a \sqrt{1 + \frac{C}{T}} \cdot 10^8$	C (en degrés absolus)	$2a \cdot 10^8$
Hydrogène.....	2 ^{cm} ,03	72	1 ^{cm} ,81
Hélium.....	1 ,81	76	1 ,60
Oxyde de carbone....	2 ,85	(156)	2 ,28
Azote.....	2 ,84	115	2 ,38
Oxygène.....	2 ,73	128	2 ,25
Chlore.....	4 ,10	(199)	3 ,13

W. WILSON. — On the radio-active products present in the atmosphere (Sur les produits radioactifs présents dans l'atmosphère). — P. 321-325.

Comparaison des quantités d'émanation du radium et du thorium présentes dans l'atmosphère; et discussion des résultats antérieurs.

Strutt a trouvé qu'il y a, en moyenne, $5 \cdot 10^{-12}$ grammes de radium par centimètre cube de roche superficielle. Si l'on prend pour la vie du thorium 10^9 années, et pour celle du radium $2 \cdot 10^3$ années, il en résulterait qu'il y aurait $7 \cdot 10^5$ fois plus de thorium que de radium, soit environ 10^{-6} grammes par centimètre cube de roche.

F.-C. BROWN. — The kinetic energy of the positive ions emitted by hot platinum (L'énergie cinétique des ions positifs émis par le platine chaud.) — P. 355-361.

A des températures définies, entre 1067 et 1293 degrés absolus, par exemple, le platine émet des ions positifs et n'émet pas encore d'ions négatifs; il n'émet des ions négatifs qu'à partir de 1473 absolus. En plaçant en regard d'un fil de platine chaud un plateau isolé, on arrive donc à le charger positivement et à faire monter son potentiel jusqu'à 0^v,5.

Si on laisse peu à peu s'établir ce potentiel, le courant produit par le transport des ions entre le platine chaud et ce plateau isolé va en décroissant à mesure que le plateau se charge: le courant décroît en progression géométrique à mesure que le potentiel augmente en progression arithmétique; entre le logarithme du courant et le potentiel l'expérience révèle une relation très exactement linéaire. De cette relation on peut déduire la valeur R de la constante des gaz, si l'on admet que chaque ion positif possède l'énergie d'un atome gazeux suivant la loi d'équipartition de l'énergie. Les mesures de Wilson conduisent au nombre $R = 3,5 \cdot 10^{-3}$ (rapporté à un centimètre cube de gaz pris dans les conditions normales), ce qui cadre assez bien avec la valeur obtenue pour les gaz parfaits.

J.-A. POLLOCK. — A note on the electron theory of the carbon arc
(Note sur la théorie électronique de l'arc au charbon). — P. 361-366.

J.-A. POLLOCK et A.-B. RANCLAUD. — The discharge of electricity from
glowing carbon (La décharge de l'électricité à partir du charbon incandescent).
— P. 366-374.

J.-A. POLLOCK, E.-M. WELLISCH et A.-B.-B. RANCLAUD. — The relighting
of the carbon arc (Le rallumage de l'arc au charbon). — P. 449-456.

1. M. Pollock résume, d'après J.-J. Thomson et Duddell, la théorie de la distribution du potentiel aux divers points d'un arc électrique. Quand un ion de masse m se meut librement entre deux points ayant une différence de potentiel de V unités, il prend une vitesse donnée par $\frac{1}{2} mv^2 = Ve$, où v est sa vitesse finale, et e sa charge. Si donc, à une section d'un circuit, une énergie est communiquée aux ions de façon qu'il soient projetés à partir de cette section avec une vitesse v , il y a, à cette section, l'équivalent d'une force électromotrice V donnée par l'expression :

$$V = \frac{1}{2} \frac{e}{m} v^2.$$

Des électrons et des ions positifs sont projetés à partir des surfaces de charbon incandescent, avec des vitesses qui dépendent de la température. La force électromotrice de surface, sur une section donnée, est la différence entre celle qui est due à la projection des électrons et celle qui est due à la projection des ions positifs. Ceux-ci ayant une vitesse beaucoup moindre que les électrons, on peut les négliger dans une première évaluation et ne tenir compte que des électrons. Il y aura à la surface de l'anode une chute de potentiel constituant une force contre-électromotrice, puisque l'anode chaude tend à chasser les électrons amenés vers elle par le courant; il y a, au contraire, à la surface de la cathode, une force électromotrice dans le sens du courant; il y a, en outre, une chute de potentiel au voisinage de l'anode, chute égale à la force contre-électromotrice à l'anode, et une chute cathodique de potentiel qui, ajoutée à la force électromotrice superficielle de la cathode, donne la valeur critique.

2. On a expérimenté, avec un cylindre de charbon chauffé et séparé, par un intervalle d'air, d'un bâton de charbon relativement

froid, quelles conditions de voltage il fallait remplir dans diverses circonstances pour donner naissance à l'arc. En particulier, on a opéré avec des intervalles d'air variant à partir de 3 millimètres de long, entre un charbon froid et un charbon porté à une température de 1 100° à 1 800°; et pour des voltages variés.

Si I est le courant d'ions négatifs émis par le charbon chaud, E le gradient de potentiel à l'anode, et λ la longueur du parcours libre final des ions à l'instant auquel ils atteignent la surface de l'anode, l'expérience paraît indiquer que l'arc commence à éclater quand le produit $IE\lambda$ atteint une valeur suffisante pour porter une partie de la surface de l'anode à une température à laquelle les ions positifs sont émis librement.

3. On a étudié enfin le problème du rallumage de l'arc, une fois éteint, *sans toucher aux électrodes* et comment, par exemple, la force électromotrice qu'il est nécessaire d'établir entre charbons dépend du temps (toujours court) qu'a duré l'extinction. *Ce problème est celui de la transformation de la décharge obscure en décharge lumineuse dans l'air à la pression ordinaire.* Les conditions sont, ici, trop complexes, pour qu'on ait pu résumer les nombreuses expériences effectuées en un énoncé simple, et en donner une brève explication d'ensemble.

R.-W. BOYLE. — The absorption of the radioactive emanation by charcoal (L'absorption des émanations actives par le charbon de bois et le noir animal). — P. 374-389.

Cette absorption dépend de la nature du charbon organique. Faible avec le charbon de bois ordinaire, elle est plus grande avec le noir animal et plus grande encore avec le charbon de noix de coco.

L'absorption d'émanation du thorium décroît quand on augmente la vitesse du courant gazeux qui amène l'émanation sur le charbon. Elle croît avec l'air de la surface absorbante. Elle dépend de la température suivant la loi qui régit l'absorption des gaz ordinaires. En abaissant la température du charbon, on accroît l'intensité de l'absorption.

(1) RUTHERFORD, *Radioactivity*, p. 275.

SIDNEY RUSS. — *The diffusion of actinium and thorium emanations*
(La diffusion des émanations de l'actinium et du thorium). — P. 412-423.

On a déterminé les coefficients de diffusion des émanations de l'actinium et du thorium à l'effet de comparer les poids moléculaires de ces deux gaz. La détermination a été faite par la méthode de Rutherford.

On a fait diffuser les deux émanations dans l'argon, et dans l'air à différentes pressions (variant de 8 à 76 centimètres). Le rapport des coefficients de diffusion dans l'air des deux émanations a été trouvé $\frac{0,123}{0,103} = 1,19$, d'où l'on a déduit pour le rapport des poids moléculaires des deux émanations : $(1,19)^2 = 1,42$. (Le poids moléculaire le plus élevé est celui de l'émanation du thorium.) Les deux émanations suivent, au point de vue de l'influence de la pression, les lois ordinaires de la diffusion des gaz.

MORRIS OWEN. — *On frictional electricity*
(Sur l'électricité de frottement). — P. 457-466.

Très intéressantes expériences sur un sujet bien mal connu, quoique si anciennement. L'auteur fait frotter avec une pression réglable, contre un échantillon de corps isolant (verre, ébonite) une roue mise en mouvement par un poids qui tombe, et mesure, d'une part, le travail dépensé (par une méthode identique à celle qu'on emploie dans la méthode de Joule pour la mesure de l'équivalent mécanique), d'autre part, l'électricité développée ; pour cela, après le frottement, on enlève l'échantillon, tenu par un manche isolant, et on le transporte dans une bouteille soigneusement isolée, placée à l'intérieur d'un cylindre de Faraday.

Un résultat général est que la quantité d'électricité développée augmente d'abord avec le travail dépensé pour le frottement, mais tend vers un maximum, indépendant lui-même de la valeur de la pression, mais d'autant plus rapidement atteint que la pression est plus forte.

Par exemple, si le frottement se produit entre verre et cuivre, il se développe sur l'échantillon de verre (dont la largeur est 1^{cm},55), de l'électricité positive, donnée par les nombres suivants en unités électrostatiques.

Travail dépensé (en millions d'ergs)	Électricité développée (en unités électrostatiques)		
	pour une pression de 306 ^{er} ,8	pour une pression de 1326 ^{er} ,8	pour une pression de 2579 ^{er} ,2
4,035	0,002	0,026	0,047
14,621	0,066	0,099	0,14
53,459	0,26	0,37	0,49
99,857	0,43	0,43	0,53
156,342	0,47	0,49	
233	0,51	0,54	
294	0,54	0,55	

Le simple contact entre verre et cuivre, ou entre ébonite et cuivre — sans frottement — n'a jamais développé la moindre quantité d'électricité.

JOHN TROWBRIDGE. — The Doppler effect in positive rays
(L'effet Döppler dans les rayons positifs). — P. 520-524.

Une cathode perforée donne naissance à des rayons canaux qui entraînent une charge positive du côté opposé à l'anode; elle donne naissance en même temps à d'autres rayons positifs, les rayons rétrogrades qui s'éloignent aussi de la cathode, mais dans le sens opposé et vont dans la direction de l'anode.

L'auteur a réussi à mettre en évidence ces deux groupes de rayons, de sens opposé de propagation, par la méthode de Döppler. Il a choisi un tube cylindrique assez large, dont la cathode perforée est située au milieu, et qui se termine à un bout par un tube latéral plus étroit, implanté à angle droit, et contenant l'anode. De la sorte on peut recevoir sur la fente d'un spectroscopie les rayons lumineux émanés de la cathode, en plaçant cette fente soit à droite, soit à gauche, sans être gêné par l'anode; la cathode étant pleine, on ne constate aucun effet Döppler. La cathode étant perforée, on reçoit sur le spectroscopie, quel que soit le côté où il est placé, de la lumière venant de la lueur rose qui avoisine la cathode: et dans ce cas les photographies portant sur la raie de l'hydrogène $\lambda = 4861,5$ montrent cette ligne brillante nette et à la même place, mais entourée à droite et à gauche de deux lignes nouvelles, plus diffuses, séparées de la ligne centrale par des rayons obscurs. L'auteur en donne d'intéressantes photographies.

G.-E. ALLAN. — Magnetism of basalt (Magnétisme du basalte). — P. 572 581.

Des barreaux de basalte de diverses provenances, chauffés jusqu'à 700 ou 800°, ont une susceptibilité qui augmente d'abord avec la température, jusque vers 300 à 500°, suivant l'échantillon; ensuite elle diminue beaucoup.

Le basalte semble contenir en moyenne 6,1 0/0 de fer triatomique (de la forme Fe^2O^3) et 5,9 0/0 de fer diatomique (FeO), le premier variant dans 8 échantillons examinés, de 16,4 0/0 à zéro, le second de 11,6 0/0 à zéro.

Si on admet que le basalte contienne en moyenne 12 0/0 de son poids de magnétite, la densité de la magnétite étant 5,2, le volume d'un barreaud de basalte contiendra 7 0/0 de son volume de magnétite. La susceptibilité de la magnétite variant de 0,15 à 0,75; la susceptibilité du basalte variera de 0,01 à 0,05. La limite inférieure doit être réduite de moitié, si la moitié du fer existe à l'état de sesquioxyde non magnétique, Fe^2O^3 ; la limite supérieure doit être conservée, puisque la chaleur peut changer le sesquioxyde en oxyde magnétique. Rücher et White ont trouvé pour les échantillons de basalte des Iles Britanniques, des nombres variant de 0,0003 à 0,0139. En certains cas, ce qui joue un rôle dans l'effet de la température sur le basalte, c'est la présence d'hématite. Folgheraiter a cité l'exemple de la brique ferrugineuse, non-magnétique quand elle n'est pas cuite, qui, chauffée au rouge, s'aimante ensuite par le champ terrestre en refroidissant. Le résultat paraît dû à la transformation d'hématite, Fe^2O^3 , en un oxyde magnétique Fe^3O^1 , oxyde où Moissan a reconnu une forme allotropique de l'oxyde magnétique ordinaire. Ce dernier l'a obtenu en chauffant le sesquioxyde dans une atmosphère réductrice, à 400°. Dans les cas étudiés par Pockels, par Platania, etc., d'aimantation des roches par la foudre, le courant de décharges (évalué par Pockel à 10.000 ampères) aurait pour effet de produire un échauffement qui entraînerait la transformation chimique du composé non magnétique en composé magnétique, et par suite, son aimantation par le champ terrestre. On pourrait encore imaginer que le changement chimique résulterait de la chaleur solaire, et l'aimantation du courant électrique de la foudre.

GEORGE-C. SIMPSON. — On the Wilson-Gerdien theory of thunderstorm electricity (Sur la théorie de Wilson-Gerdien de l'électricité des orages). — P. 619-634.

C.-T.-R. WILSON. — On thunderstorm electricity. — P. 634-641.

M. Simpson critique la théorie qui explique la production de l'électricité dans les orages par la simple tendance de la vapeur sursaturante à se condenser d'abord sur les ions négatifs. Il fait à cette théorie, admise d'abord par Wilson, et développée par Gerdien, des objections d'ordre électrique et des objections d'ordre météorologique.

Il reproche à la théorie de ne pas rendre compte des coups de foudre successifs qui éclatent dans un même orage, et de ne pas expliquer les charges énormes d'électricité apportées par la pluie d'orage; il lui reproche encore l'impossibilité de la formation d'une couche d'air sursaturé au-dessus d'un courant ascendant, et l'impossibilité de la persistance d'une pareille couche sursaturée, à supposer qu'elle se soit une fois formée, dès que la précipitation dans la couche condensée au-dessous aurait commencé.

M. Wilson répond qu'il n'a jamais regardé la condensation sur les ions comme étant à elle seule une cause suffisante à produire les champs électriques intenses des orages. Il a dit seulement que si l'on admet la possibilité de la sursaturation dans l'atmosphère, la condensation sur les ions négatifs est une circonstance importante à rapprocher de la prépondérance des précipitations négatives. Il maintient enfin que la possibilité de la sursaturation dans une atmosphère très calme reste une question qui n'est pas encore tranchée.

WILLIAM SUTHERLAND. — The electric origin of molecular attraction (L'origine électrique de l'attraction moléculaire). — P. 657-670.

Deux petits aimants orientés parallèlement, de même sens, et dans la direction même de la droite qui joint leurs centres, s'attirent mutuellement en raison inverse de la quatrième puissance de leur distance. Il en sera de même de deux « paires d'électrons » orientées de même. On pourra donc essayer de rattacher à la constitution électronique des atomes une loi d'attraction moléculaire à très petite distance.

Mais, si on part de la théorie cinétique des gaz, on se heurte à une difficulté que viennent lever les considérations ingénieuses du professeur de Melbourne.

Dans la théorie cinétique des gaz, la distribution « au hasard » des directions des molécules et des atomes est l'idéal de la généralité. Mais les forces attractives qui tendent à rendre parallèles les orientations de « paires d'électrons » très voisines, ont une tendance à se renforcer elles-mêmes : quand elles agissent, l'attraction augmente; tandis que les forces répulsives tendent par leur propre action à se diminuer. Une molécule ayant une direction d'électrisation déterminée a donc une tendance à n'être pas, dans l'espace, orientée au hasard, mais à prendre une orientation qui subit l'action des six molécules les plus voisines. C'est cette orientation qui satisfait à la condition du minimum d'énergie potentielle électrique. Mais abstraction faite de ses six molécules immédiatement voisines, l'action d'une molécule constituée par un doublet électrique sur les autres molécules pareilles, se réduit à une somme d'attractions égale à la somme des répulsions.

J.-A. BARNARD. — Direct application of the electron theory of induction currents (Application directe de la théorie des électrons aux courants d'induction). — P. 706-710.

On peut retrouver les formules ordinaires de l'induction électromagnétique provoquée par un mouvement du conducteur en considérant directement le mouvement des électrons dans ce conducteur.

E. RUTHERFORD. — Condensation of the radium emanation (Condensation de l'émanation du radium). — P. 723-729.

Rutherford et Soddy ont montré en 1903 que l'émanation du radium comprise dans le mélange gazeux dont elle fait partie se condense à une température de -150° C.

L'auteur a opéré cette fois sur un volume d'émanation qui correspond à un volume d'émanation pure de $0^{\text{mm}^3},082$. On l'a fait vaporiser et condenser dans un tube capillaire de 20 centimètres de longueur totale, en partie vertical, puis courbé horizontalement, et où l'émanation était comprimée par du mercure, comme les gaz ordinaires dans l'appareil Cailletet. Voici les tensions de vapeur de l'émanation à diverses températures.

Tension de vapeur	Température
76 ^{cm}	— 65° C.
25	— 78°
5	— 101°
0 ,9	— 127°

J. JOLY. — On the distribution of thórium in the earth's surface
(Sur la distribution du thorium à la surface de la terre). P. — 760-765.

Le thorium a été trouvé en proportions assez variables dans différentes roches, et on n'a pas réussi à en trouver dans l'eau de mer. Voici quelques nombres :

	Nombre de grammes de thorium pour 1 gr. de roche
Lave du Vésuve 1906.....	3,6 . 10 ⁻⁵
— 1832.....	3,4
— 1794.....	0,9
Gneiss, Simplon.....	1,6
Granite, Wicklow.....	0,9
Eau de mer (Océan Atlantique)...	< 2 . 10 ⁻⁸

J.-H. JEANS. — Temperature-radiation and the partition of energy in continuous media (Radiation calorifique et répartition de l'énergie dans les milieux continus). — P. 229-255.

J.-H. JEANS. — The motion of electrons in solid. Part. I: Electric conductivity, Kirchhoff's law and radiation of great wave-length (Le mouvement des électrons dans les solides. Première partie : conductibilité électrique, loi de Kirchhoff et radiation de grande longueur d'onde). — P. 773-795.

Les conceptions importées de la théorie cinétique des gaz dans la théorie électronique des métaux par Drude, Thomson, Lorentz, etc., ont réussi à donner une interprétation générale de bien des phénomènes présentés par les corps solides. L'auteur a voulu entrer dans un plus grand détail, et essaie, dans le second de ses deux mémoires, de développer une théorie *affranchie de toute hypothèse qui ne soit pas susceptible de justification numérique*. — Dans le premier mémoire, l'auteur a institué une discussion approfondie du théorème de l'égalité de répartition de l'énergie, et des objections qu'il a soulevées dans certains cas.

Dans le second mémoire, il conclut qu'on peut admettre que la loi de l'équipartition de l'énergie entre les différentes radiations de grande longueur d'onde s'applique à la fois à l'intérieur de la matière et dans une cavité ménagée dans la matière. Chaque vibration a une énergie appropriée à la température T, qui a été introduite

dans les calculs comme la température déterminée par l'énergie cinétique des électrons libres. Deux motifs permettent d'identifier cette température T avec ce que nous appelons la température de la matière : le premier est fourni par l'observation de l'énergie de la radiation de grande longueur d'onde, le second est fourni par l'observation de l'énergie des électrons qui s'échappent des métaux chauds. Ainsi on peut dire que la température d'un solide est également bien définie, ou par l'énergie moyenne de vibrations de grande longueur d'onde à son intérieur, ou par l'énergie cinétique moyenne des électrons libres à son intérieur. De ces deux définitions possibles de la température qui conduisent au même nombre, l'une explique la tendance à l'égalisation des températures de deux corps par rayonnement de la chaleur; l'autre explique la tendance à l'égalisation des températures par conduction. Dans un gaz, la température n'est définie que d'une façon, par l'énergie moyenne de translation des molécules. Il ne semble pas, pour l'instant, que le même mode de définition puisse être appliqué à un solide. La répartition de l'énergie totale de l'atome solide en énergie potentielle et énergie cinétique de translation, d'une part, en énergie de rotation, d'autre part, et enfin en énergie due au mouvement des électrons qui font partie de l'atome, et le choix de celle de ces énergies qu'il faut prendre comme gouvernée par la température, soulève encore des questions auxquelles on ne peut donner une réponse définitive.

O.-W. RICHARDSON. — Thermoionics (Thermoionique). — P. 813-833.

L'auteur propose de désigner par ce vocable nouveau « thermoionique » l'étude générale des questions d' « émission des ions par les corps chauds ». Il rappelle les principes et pose les équations générales qui gouvernent cette partie de la science.

MÉMOIRES SUR LES RAYONS SECONDAIRES PROVENANT DES RAYONS X
ET DES RAYONS γ .

Parus dans les volumes XIV, XV, XVI et XVII du *Phil. Mag.*

W.-H. BRAGG. — On the properties and nature of various electric radiations
Sur les propriétés et la nature des diverses radiations électriques). — T. XIV, p. 429.

BRAGG et MADSEN. — An experimental investigation of the nature of the γ
rays (Recherche expérimentale sur la nature des rayons γ). — T. XV,
p. 663-673.

— The quality of the secondary ionization due to β rays
(La qualité de l'ionisation secondaire due aux rayons β). — T. XVI, p. 692-697.

J.-P.-V. MADSEN. — Secondary γ radiation (Radiation γ secondaire).
T. XVII, p. 413-418

W.-H. BRAGG et GLASSON. — On the want of symmetry shown by secondary X rays (Sur le manque de symétrie montré par les rayons X secondaires. — P. 855-864.

BARKLA. — Note on X rays and scattered X rays
(Note sur les rayons X et les rayons X dispersés). — T. XV, p. 288-296.

BARKLA et SADLER. — Homogeneous secondary Röntgen radiations
(Radiations Röntgen secondaires homogènes). — T. XVI, p. 530-584.

C.-G. BARKLA et C.-A. SADLER. — The absorption of Röntgen rays
(L'absorption des rayons Röntgen). — P. 739-760.

KLEEMAN. — On the secondary cathode rays emitted by substances when exposed to the γ rays (Sur les rayons cathodiques secondaires émis par les substances exposées aux rayons γ). — T. XIV, p. 618-644.

— On the different kinds of γ rays of radium, and the secondary γ rays which they produce (Sur les différentes espèces de rayons γ du radium et les rayons γ secondaires qu'ils produisent). — T. XV, p. 638-663.

EVE. — The changes in velocity, in an electric field, of the α , β , and secondary rays from radioactive substances (Les changements dans la vitesse, dans un champ électrique, des rayons α , β , et secondaires issus des substances radioactives). — T. XV, p. 720-737.

EVE. — The secondary γ rays due to the γ rays of radium C
(Les rayons secondaires γ dus aux rayons γ du radium C). — T. XVI, p. 224-235.

On réunit ici l'analyse d'un certain nombre de mémoires publiés dans le t. XVII du *Phil. Mag.* et dans les volumes précédents.

Plusieurs de ces mémoires émanent de deux écoles de physiciens qui ont émis sur la nature des rayons X et des rayons γ des théories opposées; et ils contiennent la description d'expériences à l'appui de l'une ou de l'autre de ces théories.

L'une de ces théories est celle qui voit dans les rayons X des « impulsions de l'éther ». Barkla et Sadler, de Liverpool, estiment avec J.-J. Thomson cette théorie très satisfaisante, et, en particulier, ils pensent qu'elle explique bien leurs expériences sur les rayons γ secondaires. Ch. Barkla cite, en faveur de cette théorie, les expé-

riences qu'il a faites antérieurement sur la polarisation des rayons X ⁽¹⁾.

Au contraire, les physiciens australiens Bragg, Madsen, Glasson, opposent à cette théorie l'hypothèse d'après laquelle un faisceau de rayons X (ou de rayons γ), consiste en une émission de doublets neutres (*neutral pairs*), formés, chacun, d'une particule positive et d'une particule négative, et tournant dans un plan qui contient la direction de propagation du doublet. C'est ce qu'ils appellent la théorie « matérielle » des rayons X.

Les travaux de Kleeman (qui a travaillé à Cambridge) sont invoqués par Madsen et les Australiens, bien que les conclusions de Kleeman soient en faveur d'une théorie des « pulsations électromagnétiques », à certains égards originale.

Eve (de Montréal), qui avait découvert en 1904 l'émission de rayons cathodiques (ou rayons β) par les substances exposées aux rayons γ , a continué ses expériences sur la double émission, par ces substances, de rayons cathodiques, chargés négativement, et de rayons γ secondaires.

Les rayons γ , en passant à travers la matière, y donnent lieu à la production de rayons secondaires de deux types. Il faut soigneusement distinguer entre les rayons secondaires qui proviennent du côté de l'écran matériel qui a été frappé par les rayons γ incidents et ceux qui émergent de cet écran après sa traversée par les rayons γ ; on peut appeler ces rayons secondaires, *rayons d'incidence* et *rayons d'émergence*.

Cette radiation secondaire consiste en rayons β et en rayons γ . La première apparaît des deux côtés de la plaque : les rayons β d'incidence ont été étudiés par Kleeman (*Phil. Mag.*, nov. 1907) et Eve (*Phil. Mag.*, juin 1908).

Bragg et Madsen (*Phil. Mag.*, mai 1908) ont montré que la plupart des résultats obtenus s'interprètent aisément dans une théorie « matérielle », en supposant que la radiation β est directement produite à partir d'une particule γ qui perd dans un choc son élément positif et qu'elle se meut vers l'extérieur dans la direction de la radiation γ originelle, en subissant par la suite la diffraction ou dispersion que

(1) Voici la bibliographie de ces mémoires sur la question : *Phil. Trans.*, A, vol. CXXIV, 1905, p. 467-479 ; *Royal Soc. Proc.*, A., vol. LXXVII, 1906, p. 247-255.

subissent d'ordinaire les rayons β . Le rayon β à son tour donne lieu à un rayon γ ou à une absorption pure et simple en venant piquer droit sur une particule positive. Le second type de radiation secondaire résultant des rayons γ primaires consiste en rayons γ secondaires ; il a été recherché du côté de l'incidence dans des plaques de diverses matières par Kleeman (*Phil. Mag.*, mai 1908) et ensuite par Eve (*Phil. Mag.*, août 1908).

Bragg a déduit de la théorie de la nature matérielle des rayons X et γ qu'il avait précédemment proposée, que « l'on peut soupçonner l'existence de rayons γ modifiés ou adoucis, puisqu'il se produit un effet analogue dans les cas de rayons X ; et probablement ces rayons se trouveraient plus facilement à l'arrière du plateau pénétré par les rayons qu'à l'avant du même plateau (1) ». Ces rayons produits à l'arrière correspondent à ce qui est désigné ici par « rayons d'émergence ».

Le mémoire de Madsen établit l'exactitude d'une telle prédiction. Le manque de symétrie entre les radiations produites aux deux côtés de la plaque traversée est très marqué ; il y a adoucissement des rayons originels, et il y a parfois différence de qualité entre la radiation secondaire d'incidence et celle d'émergence.

Kleeman, au cours d'une étude de la radiation d'incidence, a émis une théorie de l'absorption sélective, non seulement pour les rayons γ secondaires, mais aussi pour les rayons γ primaires. Une étude plus complète des rayons secondaires d'incidence et d'émergence conduit l'auteur à admettre plutôt que le radium émet à l'origine deux types de rayons γ homogènes, qui chacun subissent des modifications ultérieures par éparpillement, devenant plus doux et dans quelques cas se brisant pour donner des rayons β .

Les rayons γ sont produits par un morceau de radium situé près du sommet d'un cône creux découpé dans un bloc de plomb. Un aimant puissant empêche les rayons β de sortir par l'ouverture du cône : une feuille de fer située au-dessus arrête les lignes de force magnétique de l'aimant, qui est ainsi sans influence sur la chambre d'ionisation. Ensuite vient la plaque de matière servant de radiateur, et la chambre d'ionisation. On peut intervertir la position de ces deux organes de l'appareil, de façon que la chambre reçoive les rayons secondaires d'émergence ou d'incidence. Une autre chambre de com-

(1) *Transact. Roy. Soc. of South Australia*, janvier 1908.

paraison, soustraite à l'influence des rayons γ secondaires, est soumise aux mêmes rayons γ primitifs, — et aussi à la même ionisation naturelle, — que la chambre d'expérience.

Indiquons, à titre d'exemples, quelques résultats.

Le charbon et l'aluminium, employés pour l'étude des radiations secondaires d'incidence, donnent une radiation qui augmente d'abord avec l'épaisseur de la plaque de matière ; avec le charbon et l'aluminium, le maximum de radiation est à peu près atteint pour des épaisseurs de 300. Avec le zinc, il est atteint pour 270, avec le plomb pour 100. A l'émergence, le plomb et le zinc donnaient respectivement le maximum pour des épaisseurs 680 et 1400, c'est-à-dire 4,5 fois et 6,5 fois respectivement celles de l'incidence ; la dissymétrie apparaît ici.

On peut la mettre en évidence autrement. La *qualité* de la radiation peut se mesurer en couvrant le radiateur d'un dôme de plomb de 4 millimètres d'épaisseur et étudiant l'effet produit sur la radiation secondaire. L'introduction de ce « dôme », réduit la radiation secondaire d'incidence, à 20 0/0 de sa valeur, avec le charbon, l'aluminium et le zinc. Avec le zinc et l'aluminium, elle ne réduit la radiation secondaire d'émergence qu'à 45 0/0.

L'une des conclusions de l'auteur est justement la constitution complexe des rayons γ du radium et du thorium, qui consisteraient en deux faisceaux séparément homogènes pour lesquels la valeur de $\frac{\lambda}{\Delta}^{(1)}$ pour le faisceau doux, serait sensiblement le quadruple de la valeur de cette quantité pour le faisceau dur.

L'analogie des rayons γ et des rayons X a conduit Bragg et Glasson à répéter pour les rayons X les expériences de Madsen sur les rayons γ . Ils ont recherché le défaut de symétrie que présentent les rayons secondaires émis par des plaques exposées aux rayons X, à l'« incidence » et à l'« émergence ». Ce défaut de symétrie contredit, d'après les auteurs, la théorie des rayons X ou γ , « impulsions de l'éther », donnée par J.-J. Thomson et invoquée par Barkla et Sadler comme rendant compte de leurs expériences sur les radiations γ secondaires. Les physiciens australiens ont cru mettre en évidence ce défaut de symétrie dans les rayons secondaires provenant des

(1) λ est le coefficient d'absorption de la formule $I = I_0 e^{-\lambda x}$, Δ est le diamètre de la matière traversée.

rayons γ . L'assimilation des rayons Röntgen aux rayons γ les a poussés à essayer de mettre le défaut de symétrie en évidence dans les rayons secondaires provenant des rayons Röntgen.

Au-dessus d'une boîte contenant un tube de Röntgen est posée une seconde boîte plate, présentant deux petites ouvertures au centre de ses deux bases : l'une de ces ouvertures est fermée par la plaque mince de métal dont on veut étudier la radiation secondaire, l'autre est vide; latéralement sont disposés les conducteurs destinés à recevoir les rayons secondaires, et qui seront mis en communication avec un électromètre : ces conducteurs sont symétriquement disposés par rapport aux deux bases supérieure et inférieure. Il est clair qu'en retournant la boîte sens dessus dessous, on substituera les « rayons secondaires d'incidence » aux « rayons secondaires d'émergence » donnés par la même lame mince métallique exposée aux mêmes rayons Röntgen primaires. (C'est dans l'insuffisance possible des précautions prises pour bien avoir dans les deux cas la même intensité de faisceau primaire au point frappé, qu'il y aurait peut-être à chercher une cause d'erreur.) Quoi qu'il en soit, on a employé des lames de platine (de 0^{gr},0150 par centimètre carré), d'étain (de 0^{gr},096 par centimètre carré), de cuivre (0^{gr},0083), de fer (0^{gr},0077), d'aluminium (0^{gr},105) et de cellulose (0^{gr},20). Le résultat général est un excès très net des radiations secondaires d'émergence sur les radiations d'incidence. Voici, par exemple, les résultats obtenus en employant un faisceau primaire fourni par un tube de Crookes et filtré, au préalable, par un écran formé de deux feuilles d'étain.

Métal radiateur	Sn	Cu	Fe	Al
Courant d'ionisation dû aux rayons d'émergence..	176	140	39	185
— — — d'incidence...	122	115	15	60

L'emploi d'un écran préalable plus « opaque » accentue la dissymétrie. Si on emploie comme écran quatre feuilles d'étain, on a les nombres :

Métal radiateur	Sn	Cu	Fe	Al
Courant d'émergence.....	143	24	23	116
— d'incidence.....	87	1	0	34

Au contraire, avec un écran de cuivre on réduit, au moins pour quelques métaux, la dissymétrie. Avec un écran de cuivre d'épaisseur 0^{cm},002, on a :

Métal radiateur	Sn	Cu	Fe	Al
Courant d'émergence.....	140	361	118	80
--- d'incidence.....	104	364	118	32

Indiquons maintenant quelques arguments de Barkla et de ses collaborateurs et leurs expériences :

En premier lieu, la théorie ordinaire des pulsations de l'éther rend bien compte des phénomènes de polarisation des rayons secondaires. Quand une onde primaire d'impulsion passe sur un électron dans un atome léger, l'électron est accéléré dans la direction opposée (à cause de sa charge négative) à celle de la force électrique dans l'onde impulsive. Durant le passage du faisceau primaire non polarisé, les accélérations sont distribuées uniformément en direction, dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau. L'intensité électrique en un point P dans une des impulsions secondaires résultantes est exprimée par $\frac{ef \sin \theta}{r}$, où e est la charge et f l'accélération de l'électron, r la distance de l'électron au point P, et θ l'angle que fait la ligne qui joint l'électron au point P avec la direction de l'accélération. Si P est sur la ligne de propagation de l'impulsion primaire, qui passe sur l'électron, $\theta = \frac{\pi}{2}$, et l'intensité est $\frac{ef}{v}$. Si P est dans un plan mené par l'électron perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde primaire, θ varie irrégulièrement de 0 à π . Les intensités de radiations dans ces deux directions sont donc proportionnelles, respectivement, à $\sum \frac{e^2 f^2}{r^2}$ et $\sum \frac{e^2 f^2 \sin^2 \theta}{r^2}$. Si le faisceau primaire n'est pas polarisé, la valeur moyenne de $\sin^2 \theta = \frac{1}{2}$, et par conséquent l'intensité de la

radiation secondaire dans la direction de propagation de l'onde primaire est double de cette intensité dans une direction à angle droit.

On fait sortir, par une mince ouverture ménagée dans une boîte de plomb, un faisceau étroit de rayons X qui tombe à une distance de 38 centimètres sur une plaque carrée de charbon (de 8 centimètres de côté). On reçoit les faisceaux semblables émis par cette plaque, sur deux chambres munies d'électroscopes identiques, placés de manière à recevoir l'un les rayons renvoyés presque dans la direction d'incidence, l'autre les rayons émis dans une direction à angle

droit. Le rapport des déviations s'est montré voisin de 2, et le même quelle que fût la matière (charbon, cuivre) choisie pour radiateur secondaire. Plus le tube qui émet les rayons X primaires est dur, et plus le rapport diffère de 2 : il devient, avec des tubes de plus en plus durs, 1,93, 1,80, jusqu'à 1,51. Mais le rapport ne dépasse jamais 2 (*Phil. Mag.*, février 1908).

Dans leur mémoire d'octobre 1908, Bartla et Sodler montrent que l'on peut obtenir des faisceaux de rayons X secondaires parfaitement homogènes : chacun des éléments Cr, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, As, Se, Ag, soumis à un faisceau convenable des rayons X primaires, émet un faisceau parfaitement homogène de rayons X dont le pouvoir pénétrant est caractéristique de l'élément qui l'émet. (Mêlée avec la radiation homogène, se trouve toujours une radiation disséminée excessivement faible, de même pouvoir pénétrant que la radiation primaire; mais l'émanation produite par cette dernière est en général négligeable par rapport à celle que produit la radiation homogène.) Les divers éléments sont caractérisés par le coefficient d'absorption, — très variable, — des radiations émises, dans l'aluminium. Par exemple, on obtient pour les radiations émises par divers métaux les valeurs suivantes du coefficient λ d'absorption dans l'aluminium. (λ est le coefficient de la formule $I = I_0 e^{-\lambda x}$, et ρ désigne la densité de l'aluminium).

Radiateur : Cr	136,0 ρ
Fe	88,5 ρ
Cu	47,7 ρ
Zn	39,4 ρ
Ag	2,5 ρ (1)

Cela posé, on a pu étudier l'absorption de divers faisceaux homogènes dans divers écrans, en se fondant sur les propriétés suivantes :

Quand un faisceau de rayons X est transmis à travers une substance, les rayons X secondaires de même pouvoir pénétrant sont émis par la substance dans toutes les directions. La distribution de cette radiation est, approximativement, celle qu'indique la théorie de la dissémination, « scattering », des pulsations de l'éther. Selon cette théorie, tout élément émet une radiation X homogène caractéristique de l'élément, et dont le pouvoir péné-

(1) Sur les développements de la théorie appliquée à ces phénomènes, voir spécialement *Ph. Mag.*, t. XVI, p. 578 et suiv.

trant est indépendant de celui de la radiation primaire qui l'a excitée. Une radiation primaire n'excite cette radiation homogène que quand elle est elle-même de pouvoir plus pénétrant.

Les résultats principaux peuvent être résumés ainsi :

Pour des radiations très absorbables le rapport entre les coefficients d'absorption dans deux éléments reste approximativement constant quand le pouvoir pénétrant de la radiation varie beaucoup. Mais il faut pour cela que la radiation primaire soit moins pénétrante que la radiation secondaire propre à l'élément. Quand la radiation primaire est plus pénétrante, l'absorption dans cet élément particulier croît, d'abord lentement, puis plus rapidement. La radiation secondaire, homogène et caractéristique, commence en effet à être émise, d'abord faiblement, puis en intensité plus considérable. L'absorption arrive à dépasser beaucoup l'absorption éprouvée par une radiation plus « douce ». Mais si la radiation primaire devient encore plus pénétrante, l'absorption commence à décroître et l'intensité de la radiation secondaire décroît suivant la même loi que l'ionisation produite par la radiation primaire dans une même couche d'air. En définitive, dans le cas où la radiation primaire est efficace pour produire des rayons secondaires, l'énergie de cette radiation secondaire est une portion considérable de l'énergie absorbée. Ces recherches ont révélé une transformation des rayons X par transmission, autre que la transformation en rayons secondaires émis dans toutes les directions. Les lois découvertes sont suffisantes pour rendre compte de la grande variété de résultats en apparences compliqués, obtenus par divers expérimentateurs. Les auteurs estiment qu'aucun phénomène particulier d'émission et d'absorption des rayons X, n'échappe aux lois qu'ils ont énoncées.

B. BRUNHES.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE ;

T. VI; 1908.

G. BAUME. — Recherches expérimentales sur les gaz anhydride sulfureux oxyde de méthyle et chlorure de méthyle. — P. 1.

La densité des gaz a été mesurée par la méthode classique du ballon dans des conditions qui permettent d'atteindre une grande précision. Plusieurs ballons, de dimensions différentes, sont pesés (le vide étant fait à quelques millimètres et mesuré par une jauge de Mac Lead), et remplis en même temps de gaz pris à une pression aussi voisine que possible de 760 millimètres. Ils sont alors pesés de nouveau. On pouvait ainsi calculer le terme correctif dû aux surfaces. On tenait compte de la contraction des ballons vides déterminée préalablement. Quelques déterminations, à des pressions inférieures à la pression atmosphérique, ont fourni les données du calcul du coefficient de compressibilité.

De plus les gaz sont obtenus très purs, par distillations fractionnées dans un appareil tout en verre, entre la température ordinaire et celles du mélange carbonique ou de l'air liquide. Le criterium de la pureté était la constance de la pression pendant une distillation et aussi la constance des densités trouvées, après de nouvelles distillations.

Les données critiques sont déterminées dans un tube de Cailletet.

On a obtenu les résultats suivants, L étant le poids du litre à 0° sous la pression 760 millimètres, A'_0 le coefficient moyen de compressibilité entre 0 et 1 atmosphère, T_c la température critique en degrés absolus, p_c la pression critique en atmosphères.

Gaz	L	A'_0	T_c	p_c
SO ²	2,9266	0,02380	430,2	77,95
(CH ³) ² O	2,1096	0,02656	400,4	55,00
CH ³ Cl	2,3045	0,02215	416,3	65,85.

Ces données sont employées au calcul des poids moléculaires par la méthode des volumes moléculaires, des densités limites et de la réduction des éléments critiques.

G. BAUME et L. PERROT. — Sur la densité absolue du gaz acide sulfhydrique. — P. 610.

Même méthode que précédemment, mais on a évité l'action du gaz acide sulfhydrique sur le mercure en intercalant entre les appareils de remplissage et le baromètre destiné à lire la pression de fermeture, un manomètre différentiel à l'huile.

Le poids du litre normal obtenu : 4,5392, diffère de $\frac{1}{2000}$ des résultats de M. Leduc. La méthode de réduction des éléments critiques conduit pour le poids atomique du soufre à la valeur 32,07, qui diffère de $\frac{1}{6000}$ de la valeur gravimétrique obtenue récemment par Richard et Jones.

TH.-W. RICHARDS. — Les travaux de l'Université de Harvard sur les poids atomiques. — P. 92.

Résumé des travaux entrepris au laboratoire de chimie de cette Université depuis Cooke en 1877 jusqu'à 1907 ; ils portent sur les éléments suivants : Sb, Ba, Br, Cd, Co, Ca, Cl, Cu, H, I, Fe, Mg, Mn, Az, Ni, K, Aq, Na, St, S, Ur, Zn.

E. BRINER et E. METTLER. — Recherches sur la formation du gaz ammoniac, à partir de ses éléments sous l'action des décharges électriques. — P. 137.

La fixation électrique de l'azote à l'état d'ammoniaque ne paraît pas donner des résultats pratiques, cependant il était intéressant d'étudier les conditions de la formation d' AzH^3 à partir du mélange $Az^2 + 3H^2$ sous l'influence des étincelles, des effluves et de l'arc en faisant également varier la pression et la température.

Les quantités de gaz produites (exprimées en milligrammes) sont rapportées au kilowatt-heure. Un wattmètre donne la puissance totale mise en jeu dans les appareils et la répartition des voltages permet de calculer approximativement la fraction de puissance consommée dans le primaire si on admet qu'elle se retrouve intégralement dans le secondaire.

Les meilleurs résultats ont été obtenus avec l'effluve, la bobine

étant actionnée au moyen du courant alternatif et d'un interrupteur Wehnelt à sulfate de magnésie, le gaz ayant la composition $Az^2 + 3H^2$ sous une pression de 100 millimètres. La formation de l'ammoniaque est favorisée par le maintien du tube à très basse température, ce qui condense le gaz à l'état solide, ou par son absorption au fur mesure de sa formation au moyen de l'acide sulfurique.

L'explication la plus plausible de la formation serait une dissociation à température élevée des molécules d' Az et d' H en atomes suivie de leur combinaison dans les régions plus froides, voisines de l'effluve.

D. HARDIN et S. SIKORSKY. — Sur la relation entre le pouvoir rotatoire et la constitution chimique des corps actifs. — P. 179, 384.

L'hypothèse de M. Ph. Guye d'une relation entre le pouvoir rotatoire des corps actifs et la position du centre de gravité de la molécule par rapport aux plans de symétrie du carbone asymétrique ⁽¹⁾, n'a pas été confirmée. Elle conduisait au calcul d'une fonction dite produit d'asymétrie ⁽²⁾ très compliquée et dont la simplification, en admettant des hypothèses difficiles à vérifier, ne pouvait plus s'accorder avec les faits.

Les auteurs ont démontré que pour les dérivés amyliques simples, si l'on pose $P = \text{tang}(\alpha)_D$, le produit du poids atomique de chaque élément par la distance qui le sépare de l'atome auquel il est lié est constant pour tous les éléments de même rang dans le système de Mendeleef. Des recherches identiques ont été poursuivies pour l'alcool hexilique et quelques-uns de ses dérivés.

M^{lle} CH. FILOCHE. — Recherches physicochimiques sur l'amylase et la maltase. — P. 212, 335.

De l'étude très détaillée de l'action de ces diastases sur les solutions de maltose, d'amidon, de glycogène, dans des conditions bien déterminées de concentration, de température et de conservation de l'activité de la diastase, résulte la confirmation de leur définition par M. Victor Henri. Elles agissent comme agents catalyseurs, colloïdaux et spécifiques.

⁽¹⁾ C. R. A. d. Sc., t. CX, 174.

⁽²⁾ C. R. A. d. Sc., t. CXVI, 1378, 1451, 1454.

Leur état colloïdal explique leur fonctionnement, souvent différent des actions chimiques similaires ; car il faut d'abord que la substance à transformer soit absorbée, la réaction chimique ne peut que suivre ce phénomène. L'absorption dépend de la nature des corps en présence, de la température et même des actions électriques qui peuvent se produire dans le milieu ; en particulier l'action sur des cristalloïdes ne sera pas dépendant de ce phénomène d'absorption, car il est très rapide ; il n'en est plus de même dans l'action sur d'autres colloïdes, l'absorption est relativement lente, elle est profondément modifiée par la présence des électrolytes ; cette remarque suffit à expliquer les différences entre les actions des catalyseurs purement chimiques et les diastases.

J. GUYOT. — Etude théorique et expérimentale sur la théorie de Nernst et les différences de potentiel au contact de deux électrolytes. — P. 424.

M. Guyot reprend l'étude de la théorie de Nernst-Plank et se propose d'en faire la vérification expérimentale.

Il y a désaccord complet entre les résultats fournis par la théorie de Nernst et ceux fournis par la méthode du maximum de tension superficielle. Il semble alors naturel de s'adresser à l'étude des forces électromotrices des chaînes liquides.

En admettant la formule de Nernst relative aux électrodes :

$$(1) \quad M | L_1 + L_n | M = \frac{RT}{\epsilon p} \log \frac{\omega_1}{\omega_n}.$$

M. Guyot mesure la force électromotrice de chaînes liquides à extrémités différentes, comprenant deux électrolytes du même anion et pouvant présenter des ions plurivalents. Il trouve alors qu'il y a accord entre le calcul et l'expérience.

En opérant sur des chaînes à extrémités identiques comprenant des solutions d'électrolytes du même type, il trouve que la force électromotrice d'une chaîne



peut se calculer par la formule

$$E = \pm \frac{RT}{\epsilon p} \log \frac{\omega_1}{\omega_n} + \epsilon,$$

ϵ étant la différence de potentiel au contact des électrolytes calculée d'après la théorie de Nernst-Planck.

Il en résulte que : si l'on admet comme exacte la formule (1), la méthode de Nernst-Planck peut être considérée comme exacte et que celle du maximum de tension superficielle donnant seulement E à une constante près n'a pas lieu de subsister.

PH. A. GUYE. — Cinétique chimique des transformations
des corps radioactifs. — P. 294.

Essai de rapprochement des phénomènes de transformation des corps radioactifs et des réactions chimiques ordinaires.

L'analogie se poursuit complètement avec la loi qui régit les vitesses des réactions monomoléculaires de premier ordre. La constante de désactivation n'est autre que la vitesse de réaction dans ce cas.

Pendant la vitesse de transformation des corps radioactifs est à peu près indépendante de la température; cette différence avec la relation entre les vitesses de réaction chimique et la température peut s'expliquer par la simplicité de la réaction radioactive qui a lieu directement entre atomes.

Si on admet que la *force chimique* reste constante avec la température, la réaction ne dépend plus que de la *résistance* à la réaction qui, elle, dépend de la température. Or celle-ci augmente la force vive moyenne des molécules, leur vitesse et les chances de collisions moléculaires; de plus elle augmente la fluidité du milieu.

Dans le cas des substances radioactives, la réaction se passe dans l'atome lui-même (durée de la demi-période de désactivation identique pour le solide ou la solution aqueuse), le supplément d'énergie dû à une augmentation de température est insignifiant par rapport à l'énergie totale mise en jeu dans le phénomène de désagrégation atomique; rien d'étonnant alors à ce que la réaction ne soit pas sensiblement modifiée par la température.

P. DUTOIT. — La chimie physique en 1907. — Revue.

V. KOURBATOW. — L'état solide. — P. 337.

L'état solide, qui n'est bien caractérisé que pour les substances

crystallisées, doit être considéré comme soumis à la disposition en réseau des centres du mouvement moléculaire. Pour comparer les propriétés des solides à des températures correspondantes, on peut prendre comme base la température de fusion théoriquement sous la pression de 0 millimètre, pratiquement sous la pression de 760 millimètres.

La division des solides en deux classes, conducteurs et isolants, se poursuit pour d'autres propriétés que celle de la conductibilité électrique et correspond à une différence de constitution moléculaire.

Les métaux sont monoatomiques, leurs conductibilités électriques réduites (rapportées à la conductibilité au point de fusion) sont égales. La conductibilité thermique, l'ionisation sous l'influence de la lumière ultra-violette, la vitesse du son, le coefficient d'élasticité, la résistance à la rupture, la dureté absolue sont fonction du système de Mendeleef.

Les molécules des isolants, métalloïdes ou autres, sont plus ou moins associées et ne donnent plus lieu à des relations aussi simples.

G. TERGAZARIAN. — Sur les densités orthobares des liquides homologues. — P. 492.

L'étude des densités orthobares de l'acétonitrile et du propionitrile (1) a conduit à la relation simple :

$$D_{t'} = d_t + \Delta$$

$D_{t'}$ étant la densité de l'un des liquides à t° , $d_t + \Delta$ celle de l'autre à une température $t + \Delta$, t et t' étant des températures comprises entre 0° et la température critique, Δ la différence des températures critiques.

Les valeurs obtenues par M. S. Young pour d'autres corps permettent de vérifier cette relation, en particulier, pour les hydrocarbures saturés. Ayant construit la courbe de variation de la densité du pentane avec la température, on peut lire sur cette courbe d'après la règle précédente les densités de l'isopentane, de l'hexane, de l'heptane et de l'octane; ces densités comparées avec les valeurs expérimentales présentent des différences très faibles. Donc les densités sont correspondantes à des températures correspondantes.

Il n'en est plus ainsi pour les éthers et alcools, mais leurs propriétés

(1) *J. de Chimie Physique*, t. IV, p. 140.

anormales ont déjà été constatées dans beaucoup d'autres circonstances.

ADAM WROCZINSKI. — Remarques sur la théorie de l'action mutuelle des corps en dissolution d'après les données de leur tension de vapeur. — P. 500.

Les équations employées par M. Konowalow⁽¹⁾, dans son mémoire sur le même sujet, peuvent être déduites diversement de la formule de Duhem-Margules combinée avec celle de Raoult-Van t'Hoff dans le cas des liquides non polymérisés, ce qui exclut la nécessité d'admettre des combinaisons dans certains des cas qu'il a étudiés.

A. NOYES. — La conductibilité et l'ionisation des sels, des bases et des acides en solution aqueuse aux températures élevées. — P. 505.

Résumé de la publication n° 63 de la *Carnegie Institution* de Washington.

P. DUTOIT et H. RAPPEPORT. — Conductivités limites de quelques électrolytes dans l'alcool éthylique. — P. 546.

Les valeurs données d'autre part⁽²⁾ pour les conductivités mesurées avec des dilutions très grandes permettent une grande approximation dans le calcul des conductivités limites. Elles sont données pour KI, NaI, LiI, AzH⁴I, KBr, LiBr, AzH⁴Br, etc.

La loi de Kohlraush s'applique aux solutions alcooliques et les vitesses de migration des ions sont du même ordre que dans l'eau. La dissociation des sels binaires est aussi du même ordre, mais ne suit pas la loi d'Ostwald.

G.-G. LONGINESCU. — Sur la polymérisation et la dissociation des molécules à l'état liquide. — P. 552.

Les relations proposées entre le poids moléculaire des liquides et leur température d'ébullition ne sont pas générales. La formule de

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, 907.

(2) RAPPEPORT, thèse Lausanne, 1906.

Walker (1) $\frac{T}{\sqrt{M}} = 34$, exacte pour les hydrocarbures de C^6H^4 à $C^{16}H^{34}$, ne l'est plus pour les mêmes composés renfermant du Cl, et encore moins pour ceux où le Br et l'I sont substitués à H.

L'auteur propose une formule plus complexe :

$$\frac{T}{\sqrt{M}} + \frac{1000 \sqrt{M}}{T} = 64.$$

Les substances qui donnent des valeurs plus grandes que 64 sont réellement déjà reconnues comme polymérisées par d'autres considérations.

Il y a plus, la formule est du second degré en M, et on obtient ces valeurs par les relations

$$\sqrt{M_1} = \frac{T}{37} \quad \text{et} \quad \sqrt{M_2} = \frac{T}{27}.$$

Si on désigne par x_1 le rapport $\frac{T}{\sqrt{M}}$ et par x_2 le rapport $\frac{1000 \sqrt{M}}{T}$, x_1 et x_2 n'ont les valeurs 37 et 27 que pour des liquides bien reconnus comme normaux (hydrocarbures). Pour les autres il faut admettre deux sortes de molécules, les unes avec un poids moléculaire plus petit, les autres avec un poids moléculaire plus grand, de sorte que même les liquides normaux donnant la valeur 64 pour $x_1 + x_2$, se composeraient en partie de molécules dissociées, en partie de molécules polymérisées.

Cette conception n'est pas en contradiction avec les hypothèses émises par de nombreux auteurs et l'idée d'une dissociation des liquides purs semble devoir être généralisée.

T. WARYNSKI et P. TCHEICHWILL. — Etude sur la réduction des solutions sulfuriques de permanganate de potassium en présence de sels minéraux. — P. 567.

J. Wagner (2) a étudié l'action catalytique de divers sels sur la réduction des solutions de permanganate de potasse en milieu chlor-

1) *Einführung in die physikalische Chemie*, 1904, p. 170.

(2) *Zeits. f. phys. Chem.*, t. XXVIII, p. 33.

hydrique ; l'auteur s'est proposé d'étudier le même phénomène en solution sulfurique, et il a constaté :

- 1° Une notable influence de la lumière sur le mode d'action de certains catalysants, due plus particulièrement aux rayons actiniques ;
- 2° Une action de la température, tantôt accélératrice, tantôt retardatrice ;
- 3° Un accroissement d'effet avec la concentration du catalysant.

F.-H. GETMANN. — Viscosité et volume ionique. — P. 577.

Il a été démontré par l'auteur ⁽¹⁾ que l'ion potassium agit comme s'il augmentait la viscosité de l'eau. Depuis, Jones et Veazey ⁽²⁾ ont proposé une explication basée sur le volume des ions. Pour vérifier cette relation possible entre le volume atomique et la viscosité, on a déterminé la viscosité de solutions également dissociées. Dans les cas où la fraction non dissociée est faible, la viscosité est une fonction linéaire du volume atomique du cation. Il est plus difficile d'établir la part d'action des molécules non dissociées quand elles deviennent plus abondantes.

J. DUCLAUX. — La coagulation du sulfure d'arsenic par le chlorure de baryum. — P. 592.

Expériences en contradiction avec les résultats et les théories de Whitney et Ober d'après lesquelles dans l'action du chlorure de baryum sur le sulfure d'arsenic, il y aurait absorption de la base et mise en liberté de l'acide. Il y a d'après l'auteur non pas mise en liberté de H²S, mais bien production d'acide arsénieux.

C. MARIE. — Sur l'oxydabilité du platine. — P. 596.

On lit dans les traités généraux que le platine est inoxydable. Cependant de nombreux auteurs ont été conduits à admettre l'oxydabilité du platine dans certaines conditions.

Des recherches spécialement dirigées pour étudier ce phénomène

⁽¹⁾ *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 915 ; 1908.

⁽²⁾ *Am. Chem. J.*, XXVII, 403.

ont montré que le platine est oxydé quand il est employé comme anode dans des solutions diverses. Il y a augmentation de poids du fil employé et diminution quand on traite ce fil par $\text{HCl} + \text{KI}$ qui dissout l'oxyde formé. Cette oxydabilité a été également mise en évidence par un grand nombre d'oxydants chimiques en solution.

OTTO SCHEUER. — Appareils pour la détermination du point de congélation des mélanges. — P. 620.

Description de deux appareils qui sont des modifications du cryoscope de Beckmann ; l'un à agitateur vertical, l'autre à agitateur rotatif, constitué par le thermomètre lui-même muni d'ailettes et dont la mobilité est obtenue en utilisant une fermeture hermétique au mercure ou aux huiles lourdes.

PH.-A. GUYE. — Les expériences du professeur Landolt sur la loi de Lavoisier. — Revue. — P. 625.

E. BRINER et E. CARDOSO. — Recherches sur la liquéfaction et la compressibilité des mélanges gazeux. Étude particulière du cas où le mélange donne lieu à une combinaison. — P. 641.

Le critérium indiquant s'il y a combinaison est la liquéfaction du système sans augmentation de pression, à toutes les températures inférieures à la température critique.

On a mesuré et comparé les compressibilités, les tensions de vapeur, les températures et les pressions critiques des constituants et de leurs mélanges en proportions variées. L'oxyde de méthyle a été étudié successivement mélangé avec CO^2 , C^2H^4 , AzO , SO^2 ; ses constantes critiques déterminées avec soin sont $t_c = 127^{\circ},4$, $p_c = 53,0$ atmosphères. Seule le mélange $\text{SO}^2 + (\text{CH}^3)^2\text{O}$ donne une combinaison.

H. LINDEN. — Influence de la température sur l'énergie interne et l'énergie libre des dissociations électrolytiques des acides et des bases faibles. — P. 681.

Il a fallu chercher une formule qui permet de calculer la valeur de $U = f(T)$ (chaleur de dissociation) dans de grands intervalles de température. Les meilleurs résultats ont été obtenus au moyen d'une équation de la forme $U = a + bT$. Pour l'ammoniaque, a et b étant calculés d'après des données expérimentales entre 10 et 50°, on a pu

extrapoler jusqu'à 0 et 350° et obtenir des valeurs qui coïncident bien avec les nombres obtenus directement par Noyes.

Au moyen de cette formule combinée avec les équations déjà connues, on a calculé l'énergie interne et le travail maximum mis en jeu dans les dissolutions et neutralisations d'un grand nombre d'acides et de bases faibles, ainsi que les coefficients de température.

P. DUTOIT et H. DUPERTHUIS. — Chaleurs de dissociation de quelques électrolytes dans des dissolvants organiques. — P. 699.

De recherches précédentes auxquelles l'auteur a collaboré il résulte que, en employant des électrodes larges non platinées, en évitant l'action de la lumière et en étudiant des dilutions suffisamment grandes la conductibilité moléculaire tend vers une limite et la dissociation suit les lois d'Ostwald et de Kohlraush. L'auteur a étudié plus spécialement ici l'action de la température, mais il a obtenu des résultats différents de ceux de Walden (¹), ce qui s'expliquerait par les dilutions trop faibles employées parce dernier. La loi d'Ostwald n'est en effet vérifiée que pour des dilutions à partir de $v = 800$ ou 4.000 suivant les cas.

Les chaleurs de dissociation calculées par la formule de Van t'Hoff-Arrhenius, lorsque $\frac{\alpha^2}{1 - \alpha}$ s'est montré suffisamment constant aux différentes températures, montrent que cette quantité est loin d'être constante pour un même sel (NaI) dans les différents solvants, peut même changer de sens, et qu'elle varie avec la température.

Il est nécessaire d'admettre que la chaleur de formation d'un sel à partir de ses ions est la somme de plusieurs effets thermiques, qui, dans l'hypothèse de la combinaison des ions et des molécules salines avec le dissolvant, seraient les chaleurs de « solvation ».

(¹) *Zeit f. phys. Chemie*, t. LIX, p. 192; 1907.

P. DUTOIT et H. DUPERTHUIS. — Viscosités et conductibilités limites. — P. 726.

L'influence incontestée de la viscosité sur la conductibilité limite des électrolytes dans les différents dissolvants, et dont Jones ⁽¹⁾ a donné récemment une étude très complète, avait conduit à chercher entre ces deux quantités la relation $\eta\mu_{\infty} = \text{const.}$ Walden l'admet dans un grand nombre de cas. Il y a cependant des exceptions, et les valeurs obtenues, en se servant des résultats cités dans le mémoire précédent, et de déterminations directes de la viscosité sur les dissolvants eux-mêmes qui avaient été employés, montre que le produit $\eta\mu_{\infty}$ varie avec t et avec les dissolvants et surtout ne tend pas vers une limite lorsque la température s'élève.

Il semblerait plutôt tendre vers une limite à basse température, ce qui conduit à admettre une augmentation des relations entre l'ion et le dissolvant, conclusion semblable à celle qu'avait déjà indiquée l'étude des chaleurs de dissociation.

PR.-A. GUYE et G. FLUSS. — Étude expérimentale sur la détermination directe du poids atomique du chlore par rapport à l'oxygène. — P. 732.

Les méthodes physico-chimiques de déterminations des poids atomiques ont, en dehors de l'intérêt qu'elles présentent, mis en évidence les imperfections des méthodes indirectes et montré que les méthodes directes donnaient des valeurs généralement plus exactes.

Les recherches récentes ayant modifié légèrement la valeur du poids atomique de l'argent, la correction doit porter sur les poids atomiques des nombreux éléments dont le poids atomique a été relié à celui de ce dernier. Le chlore est de ce nombre.

Les auteurs ont alors cherché une méthode de détermination directe et employé pour cela le chlorure de nitrosyle, préparé très pur par distillation fractionnée, et dont on a pu fixer complètement les éléments en absorbant le chlore par l'argent en poudre fine répandue sur de la laine de verre, l'oxygène par le cuivre également très divisé, et l'azote par le calcium.

(1) JONES, *Conductivity and viscosity in mixed solvents*. Washington, 1907.

On a trouvé la valeur 35,466 pour le poids atomique du chlore; les mêmes expériences ont donné, pour celui de l'azote, 14,006, valeur très voisine du nombre 14,01 récemment admis par M. Guye.

C. Roy.

HERMANN FRICKE. — Ueber die innere Reibung des Lichtäthers als Ursache der magnetischen Erscheinungen (Sur le frottement interne de l'éther lumineux comme cause des phénomènes magnétiques). — Volfenbüttel, 1909.

Quelle que soit l'hypothèse admise pour expliquer les phénomènes lumineux et électro-magnétiques, on est conduit à se faire de l'éther une conception qui ne le fait rentrer ni dans la catégorie des solides, ni dans celle des fluides. En particulier la nécessité d'expliquer les vibrations transversales conduit à lui donner les propriétés mécaniques des solides à l'exclusion de toutes les autres caractéristiques de cet état.

L'auteur se propose d'examiner si les vibrations transversales élastiques sont aussi impossibles qu'on l'admettait jusqu'ici dans les liquides et dans les gaz. Or il remarque que l'impossibilité des vibrations transversales est peut-être vraie dans un fluide idéal, sans frottement interne, mais peut se concevoir pour les fluides vrais.

Poisson, donnant les équations générales du mouvement des solides élastiques et des fluides, eut soin de remarquer que ses formules ne s'appliquent pas dans les premiers moments où le fluide est mis en mouvement, mais après un temps t qu'on peut supposer extrêmement petit, dans les fluides parfaits compressibles ou incompressibles. On peut donc admettre que les gaz et les fluides se comportent par rapport à des actions rapides comme des solides.

La théorie électromagnétique trouve dans ces conditions les bases de son établissement; les conditions de propriétés de l'éther ainsi conçu ne diffèrent guère de l'éther parfaitement plastique aux mouvements de W. Thomson, mais résistant aux mouvements de rotation des molécules (quasi-rigidité de W. Thomson).

G. Roy.

MESURE DE L'INTENSITÉ D'AIMANTATION A SATURATION EN VALEUR ABSOLUE⁽¹⁾;

PAR M. PIERRE WEISS.

La connaissance de l'intensité d'aimantation à saturation est nécessaire pour la discussion de certaines questions théoriques. Je me suis proposé de la mesurer très exactement à la température ordinaire, pour le fer, le nickel, le cobalt et la magnétite.

La question a été défrichée par Ewing et Low⁽²⁾, au moyen de leur remarquable méthode de l'isthme. Ils ont exploré l'intervalle des champs compris entre 3000 et 24000 gauss et ont trouvé que l'intensité d'aimantation de plusieurs échantillons de fer doux reste sensiblement constante et voisine de 1700 unités, avec des fluctuations sans allure systématique atteignant 40 unités de part et d'autre de cette valeur. Roessler⁽³⁾ a fait des expériences beaucoup plus précises, mais dans des champs moins intenses, par la méthode magnétométrique avec des ellipsoïdes allongés. Il remarque que, entre 800 et 1300 gauss, l'aimantation n'augmente guère que de 0,5 0/0 de sa valeur, et croit pouvoir en conclure que la saturation est atteinte (1688 unités).

Par contre les expériences de du Bois et Taylor Jones⁽⁴⁾ semblent montrer que la saturation correspond à une intensité d'aimantation beaucoup plus élevée, qui serait à peine accessible dans les champs réalisables. Ils trouvent en effet, pour ne citer qu'un exemple, que pour un fer doux l'intensité d'aimantation croît de 1780 à 1850 entre 5000 et 15000 gauss.

La principale cause d'incertitude des mesures d'induction faites dans l'entrefer d'aimants puissants provient de ce que l'aimantation des pièces polaires n'est pas rigide, comme on l'a souvent supposé implicitement, mais qu'elle est influencée par les déplacements de la substance. J'ai déjà décrit sommairement⁽⁵⁾ la méthode nouvelle que j'ai employé ici et qui permet de réduire considérablement ce retentissement sur les pôles de l'aimant et, comme je vais le montrer, de l'enfermer entre des limites étroites et bien connues.

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 4 mars 1910.

(2) J.-A. EWING et W. LOW, *Phil. Trans.*, t. CLXXX, A., p. 221; 1889.

(3) ROESSLER, *Elektrtech. Zeitschr.*, t. XIV, p. 97, 114, 133, 149, 161; 1893.

(4) H. DU BOIS et TAYLOR JONES, *Elektrtech. Zeitschr.*, t. XVII, p. 343; 1896.

(5) P. WEISS, *C. R.*, t. CXLV, p. 1155; 1907.

La détermination de la loi de l'approche vers la saturation, qui est le complément indispensable de la mesure de l'intensité d'aimantation dans les champs élevés, a été poursuivie en même temps, elle a d'ailleurs par elle-même un certain intérêt.

Avant le présent travail, A. Droz ⁽¹⁾ a fait à ma demande, et en partie avec les mêmes appareils, des expériences qui doivent être considérées comme un acheminement vers celles que je donne ici.

Gumlich ⁽²⁾ a fait récemment un grand nombre d'expériences soignées sur les propriétés magnétiques du fer pur et d'un certain nombre de fers industriels. Pour les mesures dans les champs intenses, il se sert d'un isthme notablement perfectionné par rapport à celui des premiers expérimentateurs (longueur 28 millimètres, diamètre 3 millimètres), et sa manière de procéder, par retournement de l'isthme, est à l'abri de l'objection du retentissement sur les pièces polaires. Mais ces expériences, qui ont été faites plutôt en vue d'élucider des questions techniques par l'examen d'un grand nombre d'échantillons que pour déterminer très exactement les lois de la saturation, semblent sujettes à plusieurs autres causes d'erreur qui en limitent la précision. Notamment, l'intensité d'aimantation, quantité presque constante, est déterminée comme différence de deux quantités du même ordre de grandeur et, chacune, fortement variable.

M. Gumlich estime que le fer est aimanté sensiblement à saturation dès 2000 gauss et pousse les expériences jusqu'à 5000 gauss. La valeur la plus élevée de l'intensité d'aimantation qu'il trouve pour le fer le plus pur, contenant en tout 4,5 dix-millièmes d'impuretés, est 1720.

Principe de la méthode. — On dispose (*fig. 1*) dans l'axe de l'entrefer d'un électro-aimant puissant un solénoïde S très régulier relié à un galvanomètre balistique étalonné. On observe l'élongation du galvanomètre lorsque l'on retire suivant l'axe du solénoïde un petit ellipsoïde de la substance. Soient :

σ , l'intensité d'aimantation spécifique (moment magnétique de l'unité de masse);

m , la masse;

⁽¹⁾ A. Droz, thèse, Zurich, 1909, et *Archives des Sc. phys. et nat.*, 1910.

⁽²⁾ GUMLICH, *Zeitschrift für Elektrochemie*, t. XV, p. 597; 1909; et *Elektrotech. Zeitschr.*, t. XXX, p. 1067 1096; 1909.

\mathcal{G} , le champ que produirait au centre du solénoïde le courant I ;
 $\Delta\Phi$, la variation de flux mesurée par le balistique.

On a :

$$\sigma = \frac{\Delta\Phi}{m\mathcal{G}}$$

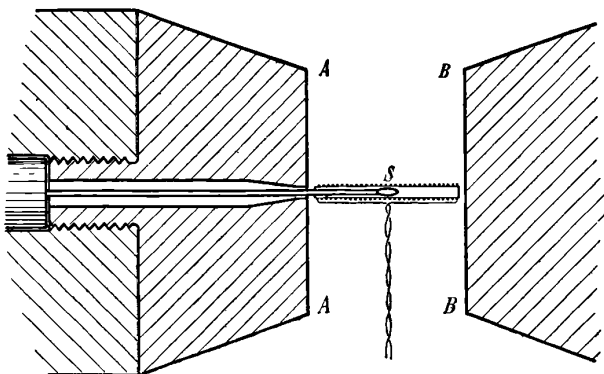


FIG. 1.

Si l'aimantation des pièces polaires était rigide, \mathcal{G} serait égal à $4\pi n \left(1 - \frac{2l^2}{d^2}\right)$, où d est le diamètre, l la longueur du solénoïde et n le nombre de tours par centimètre. Si au contraire les surfaces frontales AA, BB des pôles étaient des plans indéfinis et la matière douée d'une perméabilité infinie, tout se passerait, pour la grandeur du phénomène d'induction, comme si, en retirant l'ellipsoïde, on avait enlevé en même temps deux ellipsoïdes aimantés dans le même sens et placés symétriquement au premier par rapport aux deux plans AA, BB. C'est ce que l'on peut appeler, par analogie avec les images électriques de lord Kelvin, les images magnétiques du premier ellipsoïde dans les deux plans. On voit d'ailleurs qu'il faut ajouter à ces premières images les images par réflexion multiples. Au lieu de cela il revient évidemment au même de considérer la variation de flux produite par l'extraction de l'ellipsoïde à la fois dans le solénoïde et dans ses images par réflexion simple ou multiple (fig. 2). En réalité, les surfaces frontales ne sont pas indéfinies et leur perméabilité n'est pas infinie. Mais il est probable qu'elle est encore assez grande, le fer des pièces polaires étant loin d'être saturé. Il faut donc choisir les dimensions du solénoïde et l'écartement des pièces polaires de telle

façon que la valeur de σ approchée par excès, dans l'hypothèse de l'aimantation rigide des pôles, soit très voisine de la valeur par défaut calculée avec le secours des images magnétiques. Avec les

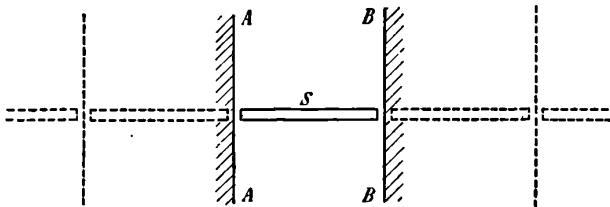


FIG. 2.

dimensions choisies, l'écart était de 2 millièmes de la quantité à mesurer. En prenant la moyenne, on était donc sûr de ne laisser subsister qu'une erreur inférieure à 1 millième.

Appareils. — L'électro-aimant a été précédemment décrit ⁽¹⁾. Ses noyaux ont 15 centimètres de diamètre ; les surfaces frontales, de 10 centimètres de diamètre, sont écartées de 6^{cm},2. Le nombre d'ampère-tours le plus élevé employé dans ces expériences a été 94 000. Il donne alors un champ de 9 250 gauss. Les champs ont été mesurés en fonction du courant de l'électro-aimant avec le galvanomètre balistique, par comparaison avec un électro-aimant étalon ⁽²⁾.

Le solénoïde induit doit être très régulier. Il a été obtenu en enroulant un fil de cuivre de 0^{mm},2 recouvert de soie dans les filets d'une vis taillée dans un tube de laiton mince. Les 173 tours occupent une longueur de 56^{mm},68. Le diamètre intérieur du tube est de 4 millimètres.

Le position de chaque spire a été relevée à la machine à diviser. L'exactitude de celle-ci a été contrôlée en pointant les divisions d'un décimètre étalon du Bureau international des poids et mesures. Pour éliminer les erreurs pouvant provenir d'une courbure possible de l'axe du solénoïde, les pointés ont été faits suivant deux génératrices opposées. Ce solénoïde a été divisé en trois parties égales dans chacune desquelles on a déterminé le pas moyen par la règle déduite

(1) P. WEISS, *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 353 ; 1907.

(2) *Loc. cit.*, p. 364, et *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 433 ; 1907.

de la méthode des moindres carrés. On a trouvé ainsi :

	Première génératrice	Deuxième génératrice
Premier tiers	0 ^{cm} ,033703	0 ^{cm} ,033762
Deuxième tiers . . .	0 ,033772	0 ,033781
Troisième tiers ..	0 ,033785	0 ,033767

La régularité est grande ; mais, si l'on se propose d'éviter les erreurs de l'ordre de grandeur du millième, on ne saurait s'en tenir à une valeur moyenne du pas. On a donc calculé, au moyen de la position individuelle de chaque spire, la valeur que prendrait le champ dans le solénoïde traversé par un courant d'une unité électromagnétique, et cela non seulement pour le centre du solénoïde, mais encore pour les points voisins dans toute l'étendue occupée par l'ellipsoïde.

Abstraction faite de l'influence de la longueur finie du solénoïde, on trouve que la constance du champ est presque parfaite dans toute la région moyenne. Les écarts ne dépassent pas 1/4 000 et sont à peu près égaux et de signe contraire suivant que l'on utilise les pointés sur l'une ou l'autre génératrice. En tenant compte de la longueur finie et de ce que le pas subit une légère variation systématique entre le premier et le troisième tiers, on trouve pour le champ :

$$H = 370,94 - 0,0674x - 1,11x^2,$$

où x représente en centimètres la distance du point considéré sur l'axe au centre du solénoïde. On en déduit par un calcul facile le champ moyen dans un ellipsoïde de demi-grand axe a et de dimensions transversales faibles :

$$H_m = 370,88 - 0,20a^2.$$

Or $a = 0,45$, donc $H_m = 370,84$,

De ce que la substance occupe non le centre du solénoïde mais une étendue de 9 millimètres, il ne résulte donc qu'une correction insensible de 1 dix-millième, une petite erreur dans le centrage de l'ellipsoïde ne doit pas davantage avoir un effet appréciable.

Ce champ H_m est précisément la constante G' du solénoïde supposé fini :

$$G' = 4\pi n \left(1 - \frac{d^2}{2l^2}\right) = 4\pi n (1 - 0,00367).$$

Pour le solénoïde augmenté de ses images magnétiques, on trouve :

$$G'' = 4\pi n (1 - 0,00168),$$

qui diffèrent de 2 millièmes. La moyenne donne donc

$$G = 371,21.$$

Le *galvanomètre* est un Deprez-d'Arsonval d'un modèle très répandu, dont le cadre, notablement plus léger que d'habitude, est suspendu à une lame de bronze phosphoreux longue et mince qui lui donne une durée d'oscillation simple de 4,3 secondes environ. Le fil d'amenée inférieur du courant est une hélice en bronze phosphoreux dont le couple est extrêmement faible. La résistance totale du circuit induit est d'une centaine d'ohms dont la moitié à peu près se partage entre le fil de suspension et l'hélice inférieure du galvanomètre. L'équipage du galvanomètre est largement hyperapériodique, de sorte que la sensibilité a pu être réglée dans de larges limites au moyen de résistances dans un circuit induit. L'emploi du shunt a été évité à cause de l'objection à laquelle il donne lieu relativement à la loi de partage d'un courant instantané, bien que des expériences comparatives aient montré que cette cause d'erreur est certainement très faible. Pour ramener plus rapidement le galvanomètre au zéro quand l'amortissement est fort, j'ai mis dans le circuit une petite bobine dans laquelle on peut déplacer à la main une aiguille aimantée.

Le miroir du galvanomètre a 2 centimètres de diamètre et 4 mètres de rayon. Il donne une image très fine et très nette d'un fil métallique fin sur une échelle transparente Carpentier, en verre, dont la division est très exacte. Dans la plupart des cas, les élongations ont été de l'ordre de grandeur de 200 millimètres. Les lectures successives pour le même phénomène concordaient généralement à 1 dixième de millimètre près, les moyennes de groupes de quatre observations ne différaient en général que de quelques centièmes de millimètre.

L'entrefer du galvanomètre étant très exactement de révolution et le cadre centré aussi exactement que possible, les écarts de la proportionnalité des lectures du galvanomètre δ aux quantités d'électricité induite q ont été très faibles par suite de la grande distance de l'échelle au miroir. Les déviations ont été trouvées très exactement

égales dans les deux sens. La relation entre q et δ peut donc être écrite :

$$q = a\delta + b\delta^3 + c\delta^5 + \dots$$

Ce n'est que par des mesures répétées et très précises que l'on a pu mettre en évidence l'existence des termes de degré supérieur au premier. En admettant arbitrairement que toute la non-proportionnalité est due au deuxième terme, on trouve :

$$q = a \left\{ \delta + 0,032 \left(\frac{\delta}{100} \right)^3 \right\}.$$

Cette correction, qui ne dépasse pas 1 millième, a été faite. De plus je me suis astreint à étalonner le galvanomètre par une impulsion de grandeur voisine de celle du phénomène à mesurer.

L'étalonnement du galvanomètre a été fait au moyen d'une induction mutuelle exactement connue et d'un courant primaire déterminé en valeur absolue. L'induction mutuelle a été obtenue au moyen d'un solénoïde étalon, entouré en son milieu d'un nombre convenable de tours de fil, restant constamment dans le circuit induit.

Après plusieurs essais moins heureux (laiton, serpentine), j'ai employé comme support du solénoïde une colonne de marbre blanc de 1 mètre de longueur et de 10 centimètres environ de diamètre, tournée au diamant noir, et dans laquelle a été tracé avec le même outil un filet hélicoïdal destiné à recevoir l'enroulement formé d'un fil de cuivre nu de 0^{mm},5. Le pas de l'enroulement a été réalisé avec une grande exactitude. On a relevé à la machine à diviser la position des 272 spires les plus voisines du milieu et on les a partagées en trois groupes pour lesquels on a trouvé, pour la longueur moyenne occupée par 87 spires :

139^{mm},08
139^{mm},07
139^{mm},05

On en déduit pour le pas, dans la région moyenne :

1^{mm},5985.

Le diamètre du solénoïde a été mesuré au moyen de deux palmers de précision de Brown et Sharpe, qui ont donné des résultats concordants. Les moyennes des séries de mesures faites au milieu du solénoïde dans deux azimuts rectangulaires ont donné la même

valeur de :

$$98^{\text{mm}},624.$$

La bobine est très légèrement conique. A l'une de ses extrémités le diamètre est inférieur de 3 centièmes de millimètre et à l'autre supérieur de 6 centièmes de millimètre à sa valeur au milieu.

Le diamètre du fil est $0^{\text{mm}},502$, d'où le diamètre moyen du solénoïde :

$$98,624 - 0,502 = 98^{\text{mm}},122.$$

J'ai employé deux bobines induites de 10 tours et de 20 tours dont les diamètres sont :

	20 tours	10 tours
Diamètre extérieur....	$118^{\text{mm}},46$	$117^{\text{mm}},43$
— intérieur....	$115^{\text{mm}},25$	$115^{\text{mm}},25$

La longueur du solénoïde est de $959^{\text{mm}},6$. La correction à apporter à la valeur du flux du solénoïde indéfini ne dépasse pas 7,4 millièmes.

Le courant dans ce solénoïde a été de 1 ampère, mesuré à un ampèremètre de précision, sans coefficient de température, de Siemens et Halske. Cet instrument ne sert qu'au repérage du courant qui est en réalité déterminé en mesurant la différence de potentiel, voisine de 1 volt, aux bornes d'une résistance étalon de 1 ohm. La différence de potentiel est donnée par comparaison avec celle d'un élément étalon Weston au moyen d'un potentiomètre Franke, dont l'exactitude propre n'intervient pas, les deux différences de potentiel à comparer étant très voisines. L'élément Weston a été trouvé exactement concordant avec un autre Weston, muni comme le premier et comme l'ohm étalon d'un certificat de l'Institut physico-technique de Charlottenburg. La concordance des étalonnements a montré que le repérage se fait avec une précision voisine du dix-millième.

Le champ à l'intérieur de la substance H diffère du champ extérieur H_e de la valeur du champ démagnétisant de l'ellipsoïde :

$$H = H_e - LI,$$

où L est le coefficient démagnétisant de l'ellipsoïde et I l'intensité d'aimantation. L peut être calculé à partir des dimensions de l'ellipsoïde, supposé exactement réalisé. On a en effet :

$$L = 4\pi \frac{1 - e^2}{e^2} \left[\frac{1}{2e} L \frac{1 + e}{1 - e} - 1 \right],$$

où e est l'excentricité.

Quand la substance a une susceptibilité très grande dans les champs faibles, on peut aussi déterminer L expérimentalement, en remarquant qu'alors l'équation ci-dessus se réduit sensiblement à :

$$H_e = LI.$$

Le calcul de L n'a pas été possible pour la magnétite et pour le fer Kreuzler, dont la forme ne rappelait que de loin un ellipsoïde, la détermination expérimentale est en défaut pour les ellipsoïdes de cobalt, à cause de la faible susceptibilité de cette matière. Mais, dans les cas où les deux méthodes ont pu être employées, elles ont donné les résultats :

	Rapport des axes	L calculé	L observé
Fer Kohlswa .	0,401	1,701	1,667
Fer Merck ...	0,394	1,669	1,617
Nickel.....	0,404	1,715	1,815

dont la concordance est suffisante eu égard au but poursuivi. Les champs donnés plus loin sont corrigés du champ démagnétisant de l'ellipsoïde.

Le terme de saturation ne prend un sens précis que par la *connaissance de la loi d'approche*. Or l'on peut imaginer plusieurs raisons pour lesquelles dans un champ fini les aimants élémentaires ne s'alignent pas complètement. J'ai examiné précédemment ⁽¹⁾ la loi d'approche à laquelle conduit l'hypothèse d'une constitution cristalline, et j'ai trouvé que la distance de la courbe d'aimantation à son asymptote est un infiniment petit du second ordre en $\frac{1}{H}$.

D'autre part, d'après la théorie cinétique du magnétisme étendue aux corps ferromagnétiques par l'hypothèse du champ moléculaire, la saturation absolue, correspondant au parallélisme complet des aimants moléculaires, n'est accessible pour un champ fini qu'à la température du zéro absolu. A toute autre température il se produit une aimantation spontanée moindre qui, une fois surmontés les champs démagnétisants internes d'origine magnéto-cristalline, fournit l'aimantation à saturation, au sens usuel du mot. A partir de cette saturation, il reste une susceptibilité paramagnétique qui, dans un champ indéfiniment croissant, conduirait finalement à la saturation absolue. On se rend compte facilement que, même dans un champ de

¹⁾ *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 680; 1907.

10 000 gauss, cette susceptibilité paramagnétique ne saurait fournir, pour les ferromagnétiques, à la température ordinaire, qu'une augmentation de l'aimantation de quelques cent-millièmes de sa valeur. Sauf retouche ultérieure de la théorie, il faut donc renoncer à chercher dans ce phénomène une part des variations observées dans les champs élevés.

Enfin, au point de vue de la théorie du champ moléculaire, on doit distinguer l'état des parties profondes d'un corps pour lesquelles la sphère d'action moléculaire est complète de celui des régions dans lesquelles cette sphère d'action est entamée par la surface libre ou par des surfaces de discontinuité intérieure. Ces dernières portions de matière jouent certainement un rôle subordonné par rapport aux premières; mais, si l'on considère la structure microcristalline des métaux et les variations de densité d'un échantillon à l'autre qui montrent combien peu le contact des éléments cristallins est intime, on jugera que les couches superficielles n'ont pas nécessairement un effet négligeable.

Or ces matières à champ moléculaire exceptionnel ont des propriétés différentes de celles de la matière profonde, et il est probable que certaines parties sont dans un état comparable à l'état β du fer. S'il en est ainsi, il y aura aussi dans les couches superficielles une portion, probablement très faible, de la substance pour laquelle la température ordinaire est précisément celle de la perte du ferromagnétisme et dont, par conséquent, la susceptibilité est infinie. Il se peut donc que cette matière contribue pour une part appréciable à l'accroissement de l'aimantation dans les champs très intenses, suivant une loi difficile à évaluer *a priori*; mais, à défaut d'hypothèse plus plausible, on peut lui attribuer le phénomène de la loi d'approche hyperbolique trouvé pour toutes les matières, le cobalt excepté.

Les résultats ont été exprimés au moyen de l'intensité d'aimantation spécifique. C'est la donnée immédiate de l'expérience et aussi la plus significative. J'ai ajouté accessoirement, pour faciliter la comparaison avec les données antérieure, l'intensité d'aimantation rapportée à l'unité de volume, qui suppose en outre la connaissance de la densité et dont la signification devient douteuse dès que la matière est suspecte de porosité. C'est pourquoi j'ai remplacé dans quelques cas la densité de l'échantillon étudié par la densité maxima de la même substance.

Pour la représentation graphique des résultats, j'ai porté I en fonction de $\frac{1}{H}$ ou de $\frac{1}{H^2}$. Les écarts à partir des lois d'approches simples sont alors mis en évidence par des déviations de la ligne droite.

En principe il eût été indifférent de faire porter l'examen de la loi d'approche sur le champ lui-même, ou le champ extérieur qui devient infini en même temps que lui et, dans le voisinage de la saturation, en diffère d'une quantité constante égale au champ démagnétisant de l'ellipsoïde. Mais cette différence est étrangère à la question et, pratiquement, elle n'est pas très petite par rapport au champ ; il est donc naturel de l'éliminer. Mais, même cette précaution prise, ce n'est que la physionomie d'ensemble des expériences qui permet d'estimer si l'on a trouvé la loi d'approche et l'on doit réserver la possibilité d'un démenti donné par de nouvelles expériences dans des champs encore beaucoup plus intenses. C'est avec cette restriction que doivent être prises les affirmations énoncées plus loin.

Remarquons enfin que les lois d'approche que j'ai trouvées sont dans tous les cas d'accord, qualitativement, avec celles de M. Droz (*loc. cit.*), qui a fait un plus grand nombre d'expériences sur cette question, par des procédés un peu différents.

Résultats. — *Fers.* — Trois échantillons de fer relativement purs ont été étudiés. Le fer de *Kohlsva* (Suède) est en tiges laminées de 6 millimètres de diamètre; sa densité a été trouvée égale à 7,8624. Il contient :

C	= 0,09 0/0
P	= 0,024
Si	= 0,04
Mn	= 0,06
S	= 0,009
<hr style="width: 50%; margin: 0 auto;"/>	
Impureté totale	= 0,223 0/0

Le deuxième échantillon a été obtenu en fondant au four électrique à résistance, dans une atmosphère d'azote, du fer électrolytique très pur de Merck contenu dans une nacelle de magnésie. On a fait sans résultat, sur 15 grammes de ce fer, qui se sont dissous sans résidu dans l'acide chlorhydrique étendu, les réactions habituelles pour déceler le manganèse, le soufre et la silice. On a pu dans ces deux fers tourner des ellipsoïdes assez exacts.

Le troisième échantillon de fer a été préparé avec un soin extrême

par H. Kreuzler⁽¹⁾, qui l'a mis obligeamment à ma disposition. Ce fer était sous forme d'une lame de 0^m,13 d'épaisseur, qui a été enroulée d'abord de manière à faire un cylindre de 9 millimètres de longueur et de 3^{mm},20 de diamètre. Ce cylindre a été pointé ensuite aux deux bouts de façon à réaliser grossièrement un ellipsoïde. Les masses et dimensions de ces trois échantillons sont :

	Masses	Grand axe	Petit axe
Fer Kohlswa.....	0,4925	8,950	3,585
— électrolytique fondu....	0,4675	9,000	3,541
— Kreuzler.....	0,3467	9,00	3,20

Les résultats sont réunis dans les tableaux suivants et représentés à la *fig. 3*.

Kohlswa		Électrolytique fondu		Kreuzler	
H	σ	H	σ	H	σ
686 gauss	212,88	615 gauss	212,94	1616 gauss	212,24
986	214,50	760	213,83	1929	212,95
1574	215,42	1060	214,51	2523	213,70
2160	215,70	1655	215,00	3109	213,96
3078	215,96	2240	215,26	4028	} 214,46 214,31
4536	216,11	3160	215,55	5484	
6414	216,23	4620	215,72		
		6500	215,82		

La *fig. 3* montre que, pour les deux premiers fers, la loi d'approche est presque identique, le troisième est notablement plus *dur*, magnétiquement.

Les formules suivantes résument ces expériences :

$$\begin{aligned}
 \text{Kohlswa} & \dots\dots\dots 216,5 \left(1 - \frac{7,9}{H} \right) \text{ à } 19^\circ \\
 \text{Électrolytique fondu} & \dots\dots\dots 216,08 \left(1 - \frac{7,94}{H} \right) \text{ à } 17^\circ,3 \\
 \text{Kreuzler} & \dots\dots\dots 215,33 \left(1 - \frac{19,1}{H} \right) \text{ à } 18^\circ
 \end{aligned}$$

L'extrapolation consistant à déduire des expériences la valeur pour $H = \infty$ n'ajoute donc, pour les deux premières substances, qu'un millième environ, elle ne donne donc pas lieu à une grande incertitude. Il est assez remarquable que, pour l'intensité d'aimantation à saturation spécifique, ces trois substances se rangent dans

(1) H. KREUZLER, *Ber. Deutsch. Phys. Ges.*, t. VI, p. 344; 1908.

l'ordre inverse de leur pureté probable. Des erreurs d'expériences expliquant ces divergences me paraissent devoir être exclues. Il est possible que la densité plus grande qui restreint l'influence des discontinuités internes explique la saturation plus élevée du premier

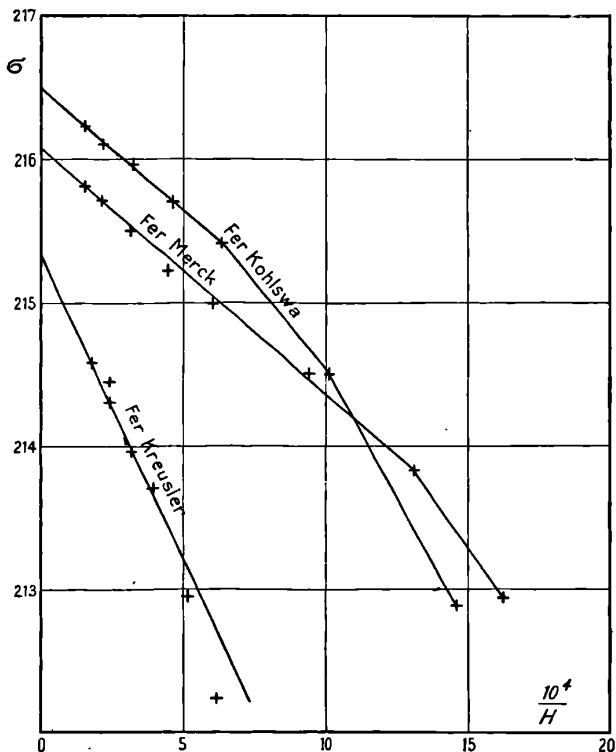


FIG. 3.

fer. Quant au troisième, Gumlich⁽¹⁾ déjà avait trouvé sur un autre échantillon une valeur anormalement élevée du champ coercitif et en avait conclu à la présence probable de gaz dissous. En résumé, la valeur $\sigma = 217$, augmentée un peu de celle du fer de Kohlsua pour tenir compte des impuretés, est probablement exacte à 0,50/0 près. C'est aussi à cette valeur près que l'on peut estimer que l'intensité d'aimantation à saturation d'une substance est une quantité définie.

(1) E. GUMLICH, *Ber. Deutsch. Phys. Ges.*, t. VI, p. 371; 1908.

Avec la densité trouvée pour le fer de Kohlswa, cette valeur donne :

$$I = 1706 \quad \text{à } 19^\circ.$$

Nickel. — Le nickel a été, sur demande spéciale, fourni à un très haut degré de pureté par Merck. Reçu sous forme pulvérulente, il a été fondu en lingot dans une nacelle en magnésie, plongée dans un courant d'azote, au moyen du four électrique à résistance, puis tourné sous forme d'ellipsoïde. Cette dernière opération a été très

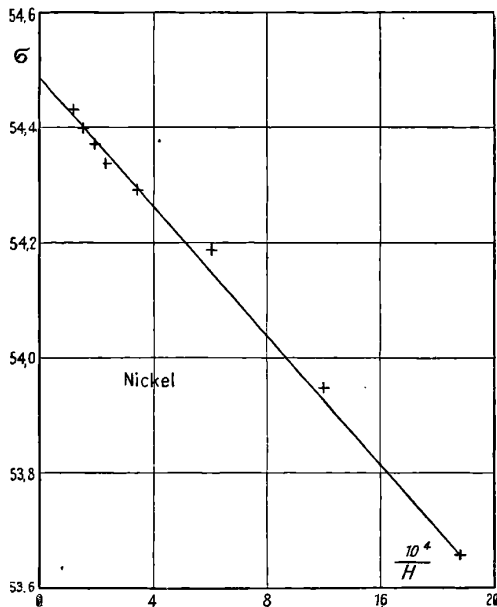


FIG. 4.

délicate à cause de la fragilité due à une structure cristalline très prononcée, accompagnée d'une certaine porosité. La masse de l'ellipsoïde est de $0^{\text{sr}},54198$, le grand axe a $9^{\text{mm}},018$, le petit axe $3^{\text{mm}},638$. Les résultats sont contenus dans le tableau suivant et représentés dans la *fig. 4*.

NICKEL (18°)

H	σ	H	σ
676 gauss	53,65	4118 gauss	54,34
997	53,95	5043	54,37
1654	54,19	6498	54,40
2929	54,29	8378	54,43

La *fig.* 4 montre que la loi d'approche est hyperbolique. La formule $\sigma = 54,49 \left(1 - \frac{9,7}{H}\right)$, résume ces expériences.

Une autre détermination à 16°,7 a donné $\sigma = 54,72$; elle présente avec la précédente une différence de l'ordre de grandeur de celle que doit donner la variation thermique, plus grande à la température ordinaire pour le nickel que pour le fer.

En adoptant pour la densité 8,79 (Landolt, Tilden), on trouve :

$$I = 479,0 \quad \text{à } 18^\circ.$$

Cobalt. — Les trois ellipsoïdes de cobalt ont été obtenus comme l'ellipsoïde de nickel, à partir de cobalt extrêmement pur préparé spécialement pour cette expérience par Merck et fondu au four à résistance dans une atmosphère d'azote. Comme le nickel, le cobalt n'a été à haute température en contact avec aucun autre solide que la nacelle en magnésie. Les lingots de cobalt n'avaient pas la porosité du nickel et se travaillaient très bien au tour, à peu près comme un acier à outils non trempé. Les deux premiers ellipsoïdes avaient déjà servi à des expériences sur la variation de l'intensité d'aimantation avec la température et avaient, de ce fait, séjourné pendant plusieurs heures à des températures comprises entre 1 100° et 1 200°. Pendant ces expériences les ellipsoïdes avaient été protégés du contact de l'enveloppe (stéatite ou platine) par une couche de magnésie calcinée. Après chaque nouveau chauffage, j'avais remarqué un *durcissement magnétique* de la substance qui, par exemple, ne prenait plus, après la série des expériences à haute température, que 92 0 0 de l'intensité d'aimantation primitive dans un champ de 18 000 gauss.

Le cobalt 1 (*fig.* 5), qui, après le durcissement à haute température, avait subi un repos de deux mois à la température ordinaire, a été recuit pendant sept heures à 500° (*fig.* 5, et il est revenu ainsi à un état plus doux. L'implusion du balistique, pour un champ extérieur de 9 250 gauss (champ intérieur voisin de 7 000 gauss) a passé

de 163 millimètres à 170^{mm},94. Après un nouveau recuit à 400°, de une heure et demie, on a trouvé 171 millimètres, donc aucun changement. Un chauffage à 600° a produit un nouveau durcissement, en ramenant l'impulsion à 165^{mm},8 qu'un nouveau recuit de dix-sept heures à 500° n'a pu faire disparaître, la matière donnant finalement une impulsion de 167 millimètres. Il semble donc que si l'on peut ramener la matière à l'état doux, cela ne peut être que par

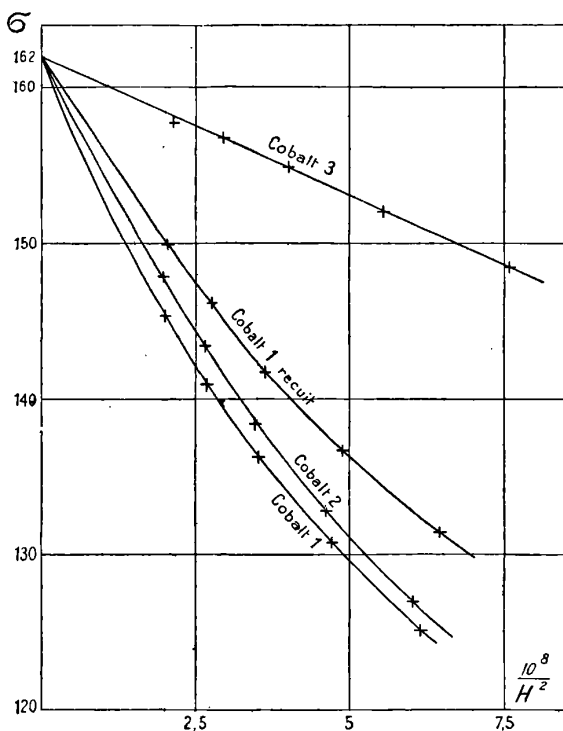


FIG. 5.

des recuits très prolongés à des températures inférieures à 500°. Le résultat est donc médiocre; tous les recuits essayés n'ont même pas réussi à rendre au cobalt un état aussi doux que celui qu'il garde après la fusion.

Les résultats sur ces trois échantillons de cobalt sont contenus dans les tableaux suivants.

	Masse	Grand axe	Petit axe
Cobalt 1.....	0,3769	7,925	3,261
— 2.....	0,4121	8,405	3,269
— 3.....	0,4462	8,215	3,440

COBALT 1 RELATIVEMENT DUR

H	σ	H	σ
208	28,8	4610	130,7
370	39,0	3320	136,3
3240	116,3	6110	140,9
4030	125,2	7070	145,3

COBALT 1 RECUIT PENDANT 7 HEURES A 500°

H	σ	H	σ
3940	131,4	6030	146,2
4520	136,7	7000	149,9
5240	141,8		

COBALT 2 RELATIVEMENT DUR

H	σ	H	σ
120	14,9	3470	117,5
260	28,1	4270	127,0
450	39,0	4850	132,8
600	46,5	5560	138,4
1040	63,7	6360	143,4
1510	78,5	7340	147,8
2490	101,4		

COBALT APRÈS FUSION, RELATIVEMENT DOUX (17°)

H	σ	H	σ
85	35,2	4240	152,0
170	51,2	5000	154,8
40	115,1	5815	156,7
2330	135,1	6830	157,7
3633	148,5		

Ces expériences ont été représentées dans la *fig. 5*, dans laquelle on a porté en abscisses les valeurs de $\frac{1}{H^2}$ et en ordonnées celles de σ . Pour le cobalt doux seulement, les champs ont été suffisants pour mettre en évidence une loi d'approche bien déterminée. La distance à l'asymptote de saturation est proportionnelle à $\frac{1}{H^2}$.

On trouve graphiquement $\sigma_{\infty} = 162$ à 17° avec une incertitude de 1 0/0 et même peut-être davantage à cause de l'importance de l'ex-

trapolation. Quant aux trois courbes se rapportant à des cobalts relativement durs, leur allure semble indiquer que, suivant toute vraisemblance, elles convergent vers la même valeur de σ_{∞} . C'est précisément ce à quoi l'on s'attend si l'on attribue ces modifications assez profondes de l'état magnétique à des anisotropies variables s'opposant plus ou moins à l'orientation de l'aimantation dans la direction du champ. On déduit du graphique, pour l'intensité d'aimantation spécifique du cobalt doux dans les champs élevés :

$$\sigma = 162 \left(1 - 1,11 \frac{10^6}{H^2} \right) \quad \text{à } 17^{\circ},$$

et pour l'intensité d'aimantation à saturation rapportée à l'unité de volume, en multipliant par la densité 8,712 (Landolt, Tilden) :

$$I = 1412 \quad \text{à } 17^{\circ}.$$

Magnétite. — L'intensité d'aimantation de la magnétite dans les champs élevés a été déterminée à plusieurs reprises. M. du Bois (1) trouve pour l'intensité à saturation d'une magnétite cristallisée, par la méthode magnéto-optique, $I = 350$. J'ai trouvé précédemment (2) 435 pour un cristal de magnétite de Brozzo et 469 pour un cristal du Tyrol. M. V. Quittner (3), dans une nouvelle étude détaillée de l'aimantation de la magnétite cristallisée, a constaté la grande diversité des échantillons en mesurant leur densité: il a trouvé 5,08; 5,19; 5,11; 5,252. Ce dernier nombre se rapporte à un cristal remarquablement homogène qui a donné $I = 480$ dans un champ de 1 200 gauss. Aucune de ces mesures ne prétend à une très grande précision.

Mais la diversité des propriétés des cristaux montre qu'il est nécessaire de préparer artificiellement de la magnétite pure. On l'obtient en calcinant au chalumeau oxyhydrique le sesquioxyde Fe_2O_3 . Cet oxyde lui-même est préparé à partir de l'oxalate et est très pur (Merck). La magnétite fond à une température inférieure à celle de la fusion du platine. Mais le dégagement de gaz continue encore au-dessus de la température de fusion et pour être sûr de chasser tout l'oxygène en excès, il est bon de porter la matière à une température très élevée.

(1) H. DU BOIS, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, p. 36: 1890; — *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXIX, p. 262, 301; 1890.

(2) P. WEISS, thèse, Paris, 1896, et *Éclairage électrique*, VII.

(3) V. QUITTNER, thèse, Zurich, 1908, et *Archives des Sc. phys. et nat.*, XXVI, p. 358, 453, 585; 1908.

Jeme suis servi d'une nacelle en iridium, en lui donnant une forme ellip-
tique et en la remplissant de manière que la ménisque de magnétite
soit suffisamment convexe, on obtient directement par fusion un
ellipsoïde approché. Je donne ici le résultat des expériences faites
sur deux matières, la magnétite 1, dans laquelle il restait sans doute
de l'oxygène en excès, et la magnétite 2 pour laquelle cette cause
d'erreur a été évitée :

MAGNÉTITE 1 (19°) (impure)

H	σ	H	σ
3020	79,97	5130	80,43
4210	80,32	6590	80,57

MAGNÉTITE 2 (16°) (pure)

H	σ	H	σ
1770	89,77	5810	90,43
3120	90,20	6610	90,49
4230	90,27	7460	90,52
5150	90,34	8490	90,49

MASSE

Magnétite 1.....	0,19708
— 2.....	0,17977

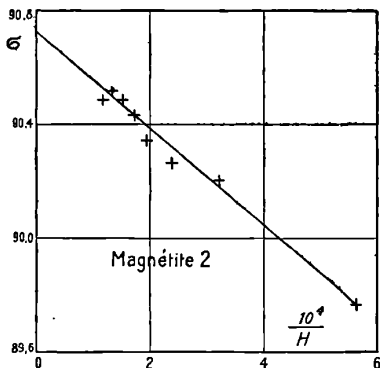


FIG. 6.

Les expériences sur la magnétite 2 sont représentées dans la
fig. 6. La loi d'approche est hyperbolique, pour les deux échantil-
lons, pour lesquels l'aimantation spécifique dans les champs élevés

392 WEISS. — INTENSITÉ D'AIMANTATION A SATURATION
peut être représentée par :

$$\sigma = 81,06 \left(1 - \frac{39}{H} \right) \text{ à } 19^\circ \text{ (magnétite impure),}$$

$$\sigma = 90,72 \left(1 - \frac{19}{H} \right) \text{ à } 16^\circ,2 \text{ (magnétite pure).}$$

La valeur de l'intensité d'aimantation à saturation en volume est donc, en adoptant la densité 5,252, la plus élevée de Quittner se rapportant sans doute à un cristal sensiblement dépourvu de porosité :

$$I_\infty = 476,5 \quad \text{à } 16^\circ,2.$$

Le tableau suivant résume les *résultats* de ce travail :

	t	σ_∞	I_∞
Fer.....	19°	217	1706
Nickel.....	18°	54,5	479,0
Cobalt.....	17°	162	1412
Magnétite.....	16°,2	90,72	476,5

La distance entre la courbe et l'asymptote de saturation obéit à une loi variable suivant les substances. Pour le cobalt, elle est un infiniment petit du second ordre en $\frac{1}{H}$ conformément à la théorie reposant sur l'anisotropie des éléments de structure. La dureté magnétique exceptionnelle du cobalt, la grande variabilité de cette dureté avec l'histoire antérieure de l'échantillon, l'apparition, dans certaines expériences de déviation, de couples inexplicables ailleurs, qui suggèrent aussi une forte anisotropie des cristaux élémentaires, viennent à l'appui de cette interprétation.

Pour toutes les autres substances, la distance entre la courbe et l'asymptote est un infiniment petit du premier ordre en $\frac{1}{H}$. Il y a donc une autre cause qui empêche la complète saturation et sur laquelle l'effet de l'anisotropie ne prédomine qu'exceptionnellement. On peut la chercher dans les propriétés spéciales des couches superficielles.

Indépendamment de toute interprétation, la technique employée dans ce travail permet de poursuivre l'étude expérimentale des deux constantes σ_∞ et a , de la formule donnant l'intensité spécifique dans les champs élevés :

$$\sigma = \sigma_\infty \left(1 - \frac{a}{H} \right).$$

Les expériences sur des divers fers ont déjà montré que σ_{∞} varie très peu pour un même corps pur. Il serait intéressant d'étudier cette constance approximative sur un plus grand nombre d'échantillons et de séparer ce qu'elle peut contenir de l'influence d'impuretés de celle de l'état physique et notamment de la densité.

La deuxième constante α est beaucoup plus variable d'un échantillon à l'autre. Elle représente ce que l'on peut appeler la dureté magnétique dans les champs intenses. Une étude expérimentale étendue de cette quantité permettrait peut-être de pénétrer dans le mécanisme encore obscur de la loi d'approche.

Enfin on peut remarquer que dans les deux cas où les mesures ont été faites sur plusieurs échantillons de la même matière (fer, magnétite), à une diminution de σ_{∞} correspond une augmentation de α . Si cette relation était générale, elle serait manifestement favorable à l'hypothèse qui attribue l'écart de la saturation à la matière des couches superficielles et des surfaces de discontinuité entre les éléments de structure.

DICHROISME MAGNÉTIQUE DES LIQUEURS CONSTITUÉES PAR LA SIDÉROSE ET ORIENTATION DES CRISTAUX DE SIDÉROSE DANS LE CHAMP (1);

Par M. GEORGES MESLIN.

I

Parmi les liqueurs mixtes qui offrent le dichroïsme magnétique, je puis en signaler de nouvelles qui présentent cette propriété à un degré incomparablement plus élevé que toutes celles que j'avais examinées jusqu'à ce jour : ce sont les liqueurs pour lesquelles la sidérose est un des constituants, et tout particulièrement, celles qu'on obtient en mettant ces cristaux en suspension dans le sulfure de carbone ou dans l'aniline.

La liqueur formée par la sidérose et le sulfure de carbone présente d'ailleurs un léger dichroïsme spontané qui est négatif, mais qui devient plus énergique dès qu'on produit un champ magnétique, même

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance dn 19 novembre 1909.

très faible, transversal au rayon. Le magnétisme rémanent des pièces polaires de l'électro-aimant est largement suffisant pour faire apparaître au plus haut degré ce dichroïsme, à tel point que, pendant la première partie de ces études sur la sidérose, le phénomène se produisant avant l'excitation de l'électro-aimant, je croyais pouvoir conclure à un dichroïsme spontané très intense à peine modifié par le champ; en réalité il s'agissait d'un dichroïsme spontané faible rendu très énergétique et maximum par une valeur minime du champ magnétique convenablement orienté⁽¹⁾.

L'intensité de ce dichroïsme magnétique peut être mise en évidence de plusieurs façons.

En premier lieu, on peut le constater en employant comme polariscope la loupe dichroscopique de Haidinger, dont les deux images contiguës de la fenêtre présentent alors une différence considérable d'éclairement, l'une d'elles paraissant blanche et l'autre noire. Or, pour la plupart des autres liqueurs, le procédé de la loupe de Haidinger ne pourrait pas être employé, à cause de la très faible différence d'intensité des deux plages; cette différence est néanmoins appréciable, mais peu importante, dans le cas de la liqueur térébénacide borique dont j'ai déjà signalé les curieuses propriétés.

En second lieu, il est inutile, pour manifester le phénomène, d'employer un électro-aimant : il suffit de petits barreaux aimantés qu'on tient à la main; en les approchant de la cuve, on fait aussitôt apparaître dans l'appareil d'observation les couleurs caractéristiques de la polarisation, et, en faisant tourner le barreau autour de la cuve qui contient la liqueur, on produit successivement un faisceau partiellement polarisé dans le plan vertical, puis dans le plan horizontal, et l'on voit les couleurs permuter dans les plages du polariscope.

J'avais également appelé l'attention sur l'utilité qu'il y avait, dans le cas du *dichroïsme blanc*, à employer un dispositif plus sensible qui mette en évidence ce phénomène par l'apparition de colorations : d'où l'appareil polariscopique que j'ai utilisé pour les nombreuses liqueurs étudiées et dont la sensibilité est bien mise en évidence par le résultat

(1) La confusion qu'on aurait pu commettre à ce sujet m'a amené à faire la révision de toutes les liqueurs pour lesquelles j'avais signalé un dichroïsme spontané de même signe que le dichroïsme magnétique, afin de voir s'il ne s'agissait pas alors d'un effet du magnétisme rémanent : le cas où l'on avait noté une inversion des deux dichroïsmes ne pouvait donner lieu à une erreur d'interprétation; cette révision ne m'a amené à modifier aucun des résultats signalés.

négalif que donne, avec la plupart d'entre elles, la loupe dichroscopique de Haidinger.

Le phénomène peut aisément être projeté en adoptant le dispositif classique de la polarisation en lumière parallèle et en éliminant le polariseur habituellement employé ; la lumière naturelle traverse la cuve et tombe sur une lame à deux rotations dont on forme l'image sur un écran, en interposant un analyseur biréfringent dont on met la section à 45° des plans principaux de polarisation auxquels on donnera naissance ; on a alors deux lunules dont la ligne des centres est à 45° de ces plans, chaquelunule étant formée de deux plages séparées par une ligne qu'on met verticalement.

Sous l'influence du champ du barreau aimanté qu'on approche, les moitiés internes et contiguës des plages, d'abord incolores, prennent une coloration, verte par exemple, tandis que les moitiés externes présentent une couleur rose.

Ce dispositif de projection permet aussi de montrer le dichroïsme spontané de la liqueur térébène-acide borique ; les colorations apparaissent alors sans qu'on ait à faire intervenir de champ magnétique.

II

Le dichroïsme magnétique des liqueurs mixtes, c'est-à-dire la propriété qu'elle sont de transformer la lumière naturelle qui les traverse en un faisceau de lumière partiellement polarisée dont le plan de polarisation est, suivant le cas, perpendiculaire ou parallèle au champ, provient d'une inégale modification des composantes principales de la vibration, par suite de la structure particulière prise par la liqueur dans le champ.

Il est naturel d'attribuer cette structure à l'orientation des particules anisotropes sous l'influence du champ ; cette orientation créerait une dissymétrie spéciale, donnant au milieu une structure *striée* ; mais les tentatives que j'avais faites jusqu'ici pour observer cette orientation dans les conditions mêmes où se manifeste le dichroïsme magnétique n'avaient donné aucun résultat.

L'intensité du phénomène présenté par la sidérose⁽¹⁾ suggère de s'adresser aux liqueurs dont la sidérose est un des constituants. On

(1) Voir plus haut.

peut en effet observer dans les conditions suivantes le résultat attendu.

La platine d'un microscope convenablement modifié est placée dans l'entrefer de l'électro-aimant; sur cette platine, on installe une cellule dans laquelle on met quelques gouttes de sulfure de carbone ⁽¹⁾ tenant en suspension des particules cristallines de sidérose; en visant avec un objectif qui donne un grossissement de 300 à 400, on voit, au moment où l'on excite le champ, un grand nombre de lamelles rhomboédriques se soulever et s'orienter de façon à se présenter, non pas tout à fait transversales, mais sous un angle plus faible qu'auparavant, si bien que la préparation offre un aspect strié; elles retombent dès qu'on cesse de produire le champ; les larges lamelles paraissent obéir plus aisément à l'action de l'électro-aimant.

Si l'on fixe son attention sur l'une d'elles ou qu'on examine une large lamelle rhomboédrique isolée dans le champ, on peut étudier en détail les particularités de ce mouvement. D'une manière générale, la lamelle se soulève et tend à se tenir en équilibre, comme si elle s'appuyait sur l'un des sommets, et elle s'incline sous un angle tel que l'axe ternaire tend à s'orienter suivant la direction du champ.

On peut en effet faire tourner la préparation, de façon à donner à la section principale, qui est verticale et qui contient l'axe projeté suivant Ox , la direction du champ; dans ce cas, le mouvement est une simple rotation autour de la ligne Oy perpendiculaire à Ox .

Le mouvement n'a jamais lieu autour d'un des côtés du rhombe pris comme charnière; si en effet on tourne la platine de façon à mettre l'une des arêtes Oa ou Ob perpendiculaire ou parallèle au champ, comme pour faciliter la rotation autour d'une de ces lignes, ce mouvement ne se produit pas; il est remplacé par un autre plus complexe, équivalant à une double rotation, d'abord dans le plan de la préparation, puis autour de la perpendiculaire au champ, comme dans le premier cas.

La facilité avec laquelle se produisent ces déplacements, qui, comme pour le mouvement brownien, sont sans doute la trace de modifications analogues qui s'exécutent dans toute la masse, doit être rapprochée de l'intensité toute particulière avec laquelle la liqueur en question présente le dichroïsme magnétique.

(1) Il est plus commode d'employer l'aniline, qui n'offre pas les mêmes inconvénients que le sulfure de carbone, à cause de son évaporation rapide; en revanche, les préparations se colorent et deviennent rapidement inutilisables.

A l'appui de cette façon de voir, je puis citer les expériences que j'ai faites sur un grand nombre d'autres liqueurs; aucune de celles précédemment étudiées ne présentait, à beaucoup près, un dichroïsme aussi considérable; or parmi les liqueurs, au nombre de plus de 500, que j'ai examinées au microscope dans les mêmes conditions de champ, aucune ne m'a permis de constater de semblables orientations.

On peut enfin rappeler les faits suivants: tandis que la sidérose et la dolomie donnent naissance au dichroïsme inverse, la calcite produit le dichroïsme direct; or Plücker et Beer ont annoncé que, si l'on suspend dans le champ de l'électro-aimant des rhomboédres de ces diverses substances, la sidérose et la dolomie ont leur axe attiré par le champ, qui repousse au contraire l'axe de la calcite; certains échantillons ferrifères présentent d'ailleurs des anomalies. J'ai répété ces expériences, et j'ai vérifié l'orientation inverse des cristaux sur lesquels ont été prélevés les fragments utilisés pour la préparation des liqueurs mixtes en question.

LA LOI DU RAYONNEMENT LUMINEUX DES LAMPES A INCANDESCENCE (1);

Par MM. CH. FÉRY et CH. CHÉNEVEAU.

I

Des formules empiriques nombreuses ont été données pour exprimer l'intensité lumineuse fournie par les lampes à incandescence en fonction des watts qui y sont dépensés :

On a admis longtemps, d'après Voit, que dans le voisinage du régime normal la relation

$$I = aW^3$$

représentait le phénomène.

Plus récemment on a donné la relation

$$I = aT^2,$$

qui est identique à la précédente si on admet que toute l'énergie W fournie à la lampe est rayonnée d'après la loi de Stefan.

$$W = bT^4.$$

(1) Communication faite à la Société française de Physique: séance du 7 janvier 1910.

II

Il nous a semblé que les lois du rayonnement total et monochromatique sont suffisamment bien connues maintenant pour qu'il soit possible, au moyen de quelques hypothèses simples, de prévoir quelle doit être la fonction

$$I = f(W),$$

liant l'intensité lumineuse obtenue à l'énergie dépensée dans la lampe.

C'est l'exposé de ces hypothèses suivi des expériences de vérification que nous avons faites qui constitue l'objet du présent travail.

III

Il est naturel d'admettre d'abord que les watts fournis à la lampe se dissipent de trois manières :

- 1° Par conductibilité des attaches du filament;
- 2° Par convection en échauffant l'air qui entoure l'ampoule;
- 3° Par rayonnement.

La perte par conductibilité est évidemment linéaire ; celle par convection doit être sensiblement proportionnelle au carré de la différence de température $T - t$ entre l'ampoule et le milieu ambiant.

En effet, la quantité de chaleur ainsi emportée doit être proportionnelle à cette différence de température qui est petite, et aussi à la vitesse du courant d'air ascendant qui refroidit l'ampoule.

Or cette vitesse est faible et peut être elle-même considérée comme proportionnelle à $(T - t)$.

Enfin, dans le cas des lampes à filament de charbon, on peut admettre que le pouvoir émissif du filament est assez voisin de celui du corps noir pour que la loi de Stefan soit applicable.

On aurait donc finalement :

$$W = a(T_1 - t) + b(T - t)^2 + c(T_1^4 - t^4),$$

Dans cette égalité, T_1 est la température du filament, T celle de l'ampoule et t la température ambiante.

Si nous analysons les choses de plus près, nous voyons que $(T_1 - t)$

dans le premier terme est très grand, mais aussi que a doit être très petit.

a en effet a une valeur numérique difficile à connaître, mais qui doit être de la forme $K \frac{\pi d^3}{4l}$ en admettant la loi d'Ohm appliquée à la chaleur.

Or d , diamètre de filament, est de l'ordre de $0^{\text{cm}}.003$ et l oscille entre 10 et 60 centimètres, cette dernière valeur étant atteinte dans les lampes à filament métallique.

Les expériences bien connues sur les plombs fusibles, en fonction de leur longueur, montrent d'ailleurs que les pertes par les attaches deviennent rapidement négligeables quand l augmente.

Le terme en $b(T - t)^2$ doit lui-même être faible étant donné la petitesse de T . D'ailleurs le Dr Drysdale a démontré expérimentalement⁽¹⁾, en recueillant dans un calorimètre spécial l'énergie dissipée par convection, que cette perte ne représente que 1 à 2 0/0 de l'énergie totale au voisinage du régime normal.

Le dernier terme représente donc presque exclusivement à lui seul toute l'énergie fournie au filament.

Comme la température de ce dernier est très élevée (1.900 à 2.000° absolus), on peut négliger t^4 et écrire simplement :

$$W = CT^{\frac{5}{4}}.$$

IV

La vérification de cette première série d'hypothèses se fait très simplement au moyen du pyromètre optique à absorption décrit par l'un de nous⁽²⁾ et sur lequel nous ne reviendrons pas.

Une correction facile relative à l'absorption du verre de l'ampoule peut être faite ; cette correction est d'ailleurs très faible (5 à 10° dans les limites des expériences).

Voici les résultats obtenus sur une lampe ordinaire à filament de charbon ; pour faciliter les mesures de température, nous avons choisi une lampe à filament relativement gros :

(1) *J. de Phys.*, 4^e série t. VII, p. 872 ; 1908.

(2) *J. de Phys.*, 4^e série, t. III, p. 32 ; 1904.

Déviatiou du pyromètre optique (1 verre à la lampe)	Watts	Température absolue θ	$a = \frac{W}{\theta^4}$
70	$14^v,2 \times 1^a,2 = 16,8$	1543°	$3,06 \cdot 10^{-12}$
61	21,4	1638	2,97
51	27,0	1753	2,84
43	33,7	1848	2,87
37	40,8	1933	2,92
31,5	48,9	2013	2,97
29	$25^v \times 2^a,46 = 53,0$	2053	2,98 régime normal
24,5	61,8	2133	3,00
20,5	$29^v \times 2^a,46 = 71,4$	2203	3,01

Malgré la grosseur du filament (défavorable à notre hypothèse relative aux pertes par les attaches), on voit que la loi de la quatrième puissance est bien suivie dans de larges limites de régime (16^w,8 à 71^w,4) et qu'on peut admettre la moyenne :

$$a = 2,96 \times 10^{-12},$$

comme coefficient de la formule

$$W = a\theta^4,$$

où θ est la température absolue du filament.

V

Le problème que nous nous sommes posé se trouve ainsi simplifié, car l'expérience précédente nous permet maintenant d'exprimer l'intensité lumineuse en fonction de la température du filament.

Or on sait qu'il existe diverses formules exprimant l'intensité *monochromatique* du rayonnement en fonction de la température du corps noir radiant.

Toutes ces formules sont de la forme exponentielle de la température absolue θ :

$$I_\lambda = Ae^{-\frac{B}{\theta}}.$$

Mais quelle longueur d'onde faut-il choisir ? A-t-on même le droit d'opérer ainsi, puisqu'on sait que, d'après la loi du déplacement, la longueur d'onde varie en fonction de θ ?

Le tableau précédent nous montre que, dans cette expérience, la longueur d'onde du maximum spectral de l'énergie de la radiation

a varié de :

$$\lambda_1 = \frac{2940}{1543} = 1^{\text{r}},91,$$

à

$$\lambda_2 = \frac{2940}{2203} = 1^{\text{r}},34,$$

en admettant le coefficient $K = 2940$ de la loi du déplacement de Wien :

$$\lambda_m \theta = K.$$

Il y a donc eu seulement une variation de $0^{\text{r}},6$ sur cette longueur d'onde; pendant que les watts ont passé de 16,8 à 71,4.

La loi du déplacement combinée avec celle de Stefan, applicable au filament de charbon, donne en effet :

$$\lambda_m \sqrt[4]{W} = K,$$

d'où :

$$\frac{d\lambda}{\lambda} \frac{dW}{W} = \frac{1}{4}.$$

Faisons donc comme dernière hypothèse, qu'au voisinage de l'intensité normale, la longueur d'onde du maximum ne varie pas d'une manière sensible.

La loi du rayonnement monochromatique devient alors :

$$I_\lambda = A e^{-\frac{B}{\sqrt[4]{W}}}.$$

La longueur d'onde choisie sera évidemment celle pour laquelle l'œil présente son maximum de sensibilité. D'après Langley ce serait pour $\lambda = 0^{\text{r}},54$.

VI

Pour vérifier ces considérations, il était nécessaire d'exécuter une série de mesures photométriques sur la lampe à incandescence même dont nous avons mesuré la température en fonction des watts.

Ces mesures ont été faites par deux méthodes: l'une consistait à déterminer l'intensité horizontale moyenne au moyen du photomètre bien connu de Lummer et Brodhem.

Nous nous sommes servi dans ces mesures d'un étalon à acétylène déjà décrit par l'un de nous (1) et qui produit un éclaircissement de 2 lux (2 bougies à 1 mètre).

Étant donnée la petitesse des dimensions de la surface éclairante ($3^{\text{mm}} \times 8^{\text{mm}}$), on peut obtenir, tout en restant dans de bonnes conditions photométriques, un éclaircissement de 50 lux, en approchant l'étalon à $0^{\text{m}},20$ du photomètre. La tangente de l'angle sous-tendu par la source lumineuse vue du photomètre n'est dans ces conditions que de $\frac{0^{\text{m}},008}{0^{\text{m}},20} = 0,04$; c'est celui toléré dans les mesures ordinaires où la carcel, qui a 4 centimètres de hauteur, ne doit pas être approchée à moins de 1 mètre du photomètre.

Ceci nous a permis de faire toutes nos mesures sur un banc de 3 mètres.

De plus, la teinte de la flamme de l'acétylène est plus voisine de celle des lampes à incandescence, et en particulier de celles des lampes à filament métallique, que la teinte de la carcel.

Enfin la surveillance de l'étalon est très facile et se réduit au maintien de la flamme à une hauteur constante.

Un petit gazomètre renfermant 100 litres de gaz sert pendant toute une série de mesures, l'étalon ne débitant que 7 litres à l'heure environ.

La seconde méthode a consisté dans l'emploi du photomètre à lecture directe, dont l'un de nous a déjà entretenu les membres de la Société de physique (2).

Il consiste en principe en un microradiomètre très sensible recevant la radiation de la lampe filtrée au travers d'une solution d'acétate de cuivre.

Cette solution absorbe beaucoup mieux les radiations infra-rouges et ultra-violettes que toute autre solution cuprique (sulfate, azotate chlorure et formiate ont été essayés). Une solution de 1,7 0/0 produit la même absorption dans l'infra-rouge qu'une solution de 12,6 0/0 de sulfate; cette dernière n'a d'ailleurs qu'une absorption négligeable par rapport à l'eau dans l'ultra-violet.

Il est évidemment un peu critiquable d'employer un tel appareil comme *contrôle* des mesures photométriques directes. En effet, c'est

(1) C. FÉRY, *J. de Phys.*, 4^e série, t. III, p. 838; 1904.

(2) C. FÉRY, *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 632; 1908.

précisément au moyen de mesures photométriques que la concentration de la solution d'acétate, pour une cuve d'épaisseur donnée, a été déterminée.

La concentration normale avait été obtenue en faisant des mesures sur des lampes de teinte très différente : bec Auer et bec Bengel.

Il nous a cependant semblé intéressant de justifier l'emploi de cet appareil dans le cas d'une lampe différemment poussée, afin de voir si les mesures ne présentent pas une allure systématique.

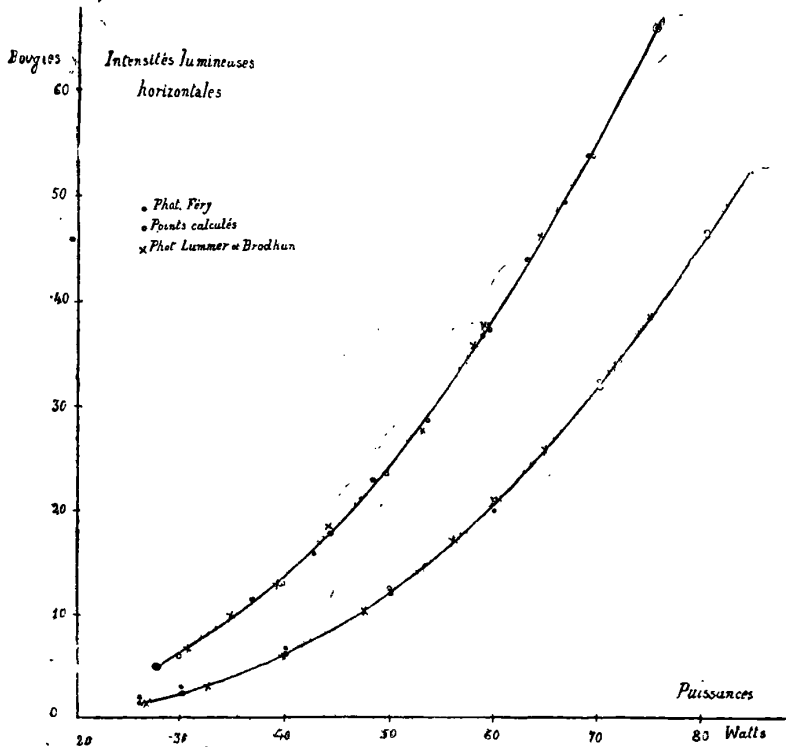


FIG. 1.

Pour les mesures photométriques ordinaires, nous avons fait chacun nos mesures et pris la moyenne des résultats.

La courbe *fig. 1* montre la concordance des résultats.

On peut donc admettre que, pour une lampe à filament de charbon, la loi de l'accroissement d'intensité lumineuse en fonction des watts

est bien de forme exponentielle. Pour la lampe étudiée, les valeurs numériques des coefficients sont indiquées dans la formule,

$$I_{0,54} = Ae^{-\frac{B}{\sqrt{W}}};$$

$$A = 2,08 \cdot 10^6;$$

$$B = 32,05,$$

qui a permis de calculer la troisième colonne du tableau suivant :

W	\sqrt{W}	I		Différence pour 100
		Calculée	Observée	
26 watts	2,25	1,4 bougie	1,4 bougie	0
30	2,34	2,3	2,3	0
40	2,51	5,97	6,0	0,5
50	2,66	12,3	11,9	3,1
60	2,78	20,7	20,3	2,0
70	2,89	32,2	31,8	1,2
80	2,99	46,3	46,0	0,7
84	3,02	52,4	52,4	0

VII

Lampe à filament métallique. — L'étude de la lampe métallique se complique encore dans l'indécision où nous sommes du pouvoir émissif du métal employé.

Dans le cas de la lampe à charbon, nous avons admis que le filament fonctionne exactement à la façon d'un radiateur intégral. Cette hypothèse ne doit pas être très éloignée de la réalité vu la haute température de ce fil. D'ailleurs des mesures directes ont été faites, qui montrent que l'erreur systématique due à cette assimilation n'est pas énorme.

Il n'en est pas de même si on considère un fil brillant comme celui des lampes à osmium, tungstène ou tantale.

Ces métaux ne peuvent être chauffés à l'air, sans voir changer leurs propriétés physiques superficielles. La mesure du pouvoir émissif dans le vide, d'autre part, présente des difficultés expérimentales presque insurmontables.

Nous avons pensé que nous pourrions néanmoins nous faire une idée approchée de la température que le filament de ces lampes peut atteindre en admettant que ces fils métalliques se comportent sensiblement comme le ferait un fil de platine dans les mêmes conditions.

Si cette nouvelle hypothèse est très inexacte, nous en serons prévenus par le désaccord qui se produira entre les résultats numériques fournis par l'expérience et ceux déduits des formules qu'on peut établir *a priori* en s'appuyant sur les propriétés du platine.

VIII

Graduation du pyromètre optique sur le platine incandescent. —

Un couple Le Chatelier fut soigneusement étalonné dans un four, dont la température était répétée par le pyromètre optique à absorptions qui nous avait servi au début de ce travail. Voici les résultats obtenus :

Température du four	Déviatiou du couple
910°	46 divisions
970	48
985	50
1 010	52
1 025	54
1 070	57
1 100	59
1 140	62
1 175	66
1 200	70
1 235	72
1 270	76

Ce même couple, chauffé directement dans la flamme incolore d'un brûleur Méker, fournit les résultats suivants :

Température apparente du platine	Déviatiou du couple	Température vraie
920	51	990
1 145	70	1 240
1 270	84	1 375
1 310	87	1 420
1 420	93	1 460
1 420	104	1 540
1 490	108	1 630
1 520	115	1 665

Ces résultats fournissent la courbe d'étalonnage du pyromètre optique pointé sur du platine.

Nous avons pensé qu'il serait intéressant, avec l'appareil ainsi étalonné, de mesurer le point de fusion du platine.

Les résultats furent assez discordants et ne présentèrent une certaine régularité que lorsqu'on prit soin d'obtenir la fusion dans une atmosphère de nature constante.

Dans l'air libre au moyen du courant électrique, ou dans le dard très oxydant du chalumeau oxyhydrique, on trouve 1 710° environ.

Au contraire, dans le chalumeau avec excès de gaz, on atteint 1 750° (1).

Ces résultats, qui se remarquent aussi pour l'argent et surtout le cuivre, peuvent-ils être attribués exclusivement à un véritable changement de nature du platine qui absorbe certains gaz? Proviennent-ils d'une variation du pouvoir émissif du métal carburé ou hydrogéné? Il est bien difficile de le dire dès maintenant. Ces deux causes y concourent peut-être.

Toutefois il est à remarquer que le Dr Harker qui est sans doute le seul à avoir mesuré le point de fusion du platine dans un four à atmosphère oxydante, indique comme moyenne de ses mesures 1 711°.

IX

Détermination de l'exposant de la loi du rayonnement total pour le platine. — Il semble admis aujourd'hui qu'on peut représenter la loi du rayonnement total de la plupart des corps par une loi de la forme:

$$W = aT^x.$$

Quelle est la valeur de x relative au platine?

Pour résoudre cette question nous avons opéré de la manière suivante: une sorte de manchon en toile de platine recouvrait un bec Méker grand modèle à air soufflé.

La température du manchon était mesurée par le pyromètre optique gradué sur le couple Le Châtelier.

D'autre part, nous mesurions au moyen d'un télescope thermo-électrique, qui donne une déviation proportionnelle à l'énergie totale rayonnée, la déviation du galvanomètre correspondant à chaque température du platine.

Il est facile, de ces mesures, de tirer la valeur de l'exposant inconnu x .

(1) *Comptes rendus*, t. CXLVIII, p. 401; 1909.

T° absolues	Déviations δ du télescope pyrométrique (en millivolts)	T ^{4,6}	$\frac{\delta}{T^{4,6}}$
1293	0,168	2,04 . 10 ¹⁴	0,082 . 10 ⁻¹⁴
1383	0,240	2,82	0,085
1473	0,320	3,72	0,084
1563	0,414	4,90	0,084
1658	0,532	6,16	0,086
1743	0,680	7,94	0,086
Moyenne.....			0,0845 . 10 ⁻¹⁴

Nous avons trouvé ainsi que le rayonnement total du platine est représenté par une loi de la forme :

$$W = aT^{4,6}.$$

D'autres auteurs avaient déjà indiqué un exposant nettement supérieur à 4 (3 à 5,4). Il faut remarquer que cette valeur numérique dépend beaucoup de l'état de la surface et que le pouvoir émissif d'une lame de platine bien polie varie avec la durée et l'intensité du chauffage qu'elle subit. Des phénomènes du même genre se produisent aussi dans les filaments des lampes métalliques et sont de nature à faire baisser le rendement lumineux et à le rapprocher de celui d'un corps noir porté à la même température.

X

L'étude photométrique d'une lampe Z, mise obligeamment à notre disposition par la maison Lacarrière, a été conduite de la même façon que celle de la lampe à charbon.

La courbe (fig. 1), au-dessus de celle de la lampe à charbon, montre les résultats obtenus.

Les points calculés l'ont été au moyen de la formule

$$I_{0,54} = Ae^{-\frac{B}{\sqrt[4,6]{W}}};$$

$$A = 3,08 . 10^6;$$

$$B = 27,63.$$

W	$\sqrt[4]{W}$	I		Différence pour 100
		Observée	Calculée	
28 watts	2,063	4,8 bougies	4,8 bougies	0
30	2,094	6,0	5,85	2,5
40	2,229	13,2	13,0	1,5
50	2,340	23,6	23,3	1,3
60	2,435	37,4	37,1	0,8
70	2,518	54,0	53,7	0,6
76	2,563	65,2	65,2	0

CONCLUSIONS.

Il résulte de ces mesures un certain nombre de conséquences que nous allons résumer brièvement :

1° On peut dire que pratiquement toute l'énergie fournie à une lampe est dissipée par rayonnement;

2° La loi entre l'intensité lumineuse et les watts absorbés est de la forme :

$$I_{\lambda} = A e^{\frac{-B}{n\sqrt{W}}},$$

la valeur n oscillant vraisemblablement entre 4 et 5 pour les corps radiants actuellement employés ;

3° La température de fusion du platine semble dépendre de la nature oxydante ou réductrice de l'atmosphère qui l'entoure.

Il est donc nécessaire d'indiquer les conditions de l'expérience, quand on se propose d'employer la fusion de ce métal comme point de repère dans l'échelle des températures élevées.

4° La température du filament dans les lampes « métal », pour le régime normal, est légèrement supérieure à celle des lampes charbon. Sans vouloir dire que les propriétés des nouveaux filaments ne sont pas sélectives et ne jouent pas de rôle dans le bon rendement des lampes « métal, » la petite différence de 100° environ que nous avons constatée entre les deux lampes (charbon et métal) au régime normal doit être prise en considération. La loi qui lie l'intensité lumineuse à la température du filament est en effet extrêmement rapide.

Cette loi, prévue par Sainte-Claire Deville, et formulée par Debray à l'occasion de ses recherches sur la dissociation du carbonate de chaux, n'est exacte que pour les systèmes univariants. Or, dans

un grand nombre d'exemples classiques, carbonate de chaux, efflorescence des sels, etc., cette loi se trouve mal vérifiée. C'est que dans le cas du carbonate de chaux, par exemple, l'action de la chaux poreuse n'est pas négligeable; elle rend la tension plus faible, le système est alors univariant. Pour avoir nettement un système univariant suivant la loi des tensions, il suffit d'opérer en présence d'un dissolvant des corps solides pris en quantité juste suffisante pour les humecter. C'est ainsi que, pour le carbonate de chaux, on emploie un mélange de carbonates doubles alcalins et alcalino-terreux fondant vers 600°. La tension de ce mélange saturé de chaux et de carbonate est exactement la même que celle du carbonate à la même température, et l'action de la porosité est éliminée.

A PROPOS DE LA THÉORIE DE LA COUCHE CAPILLAIRE;

Par M. G. BAKKER.

Dans le *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX; mars 1910, p. 243, M. Tissot a donné un intéressant résumé de mon mémoire sur la théorie de la couche capillaire paru dans le *Philos. Magazine* d'avril 1908. Ce résumé se termine comme il suit :

« Le gradient de la pression hydrostatique p , selon la normale à la surface en un point d'une couche capillaire sphérique, est égal au produit de l'écart de la loi de Pascal par la courbure de la surface. »

Je désirerais donner ici l'explication de cette proposition. Par le point considéré de la couche capillaire, construisons une sphère, concentrique aux sphères qui limitent la couche. Soit R le rayon de cette sphère, $\frac{2}{R}$ représente la courbure de la sphère construite par le point considéré. Soit p_1 la pression hydrostatique au point considéré selon la normale à la surface de la couche capillaire et p_2 la pression dans une direction perpendiculaire à celle de p_1 , alors :

$$(1) \quad \frac{dp_1}{dh} = \frac{2(p_1 - p_2)}{R},$$

où dh représente la différentielle de la normale à la surface;

$p_1 - p_2$ représente ce que j'ai appelé l'écart de la loi de Pascal, parce qu'on a à l'intérieur du liquide ou de la vapeur : $p_1 = p_2$, d'après la loi de Pascal.

Or cette proposition, signalée à la fin du résumé de M. Tissot et exprimée par l'équation (1), n'est qu'un lemme au moyen duquel j'ai trouvé dans mon mémoire une interprétation de la portion de l'isotherme théorique, correspondant aux états instables.

Sur la branche de l'isotherme du côté du liquide et sur la branche qui correspond à la vapeur, on peut choisir deux points de sorte que le potentiel thermodynamique pour ces deux points ait la même valeur. Un tel couple de points correspond, au-dessus du segment rectiligne, qui représente l'isotherme réelle, à une goutte liquide : l'état physique à l'intérieur de cette goutte et dans la vapeur qui l'enveloppe est entièrement déterminé par la position de ce couple de points. De même, au-dessous de l'isotherme réelle, chaque couple de ces points correspond à une bulle de vapeur.

L'état d'un point du feuillet capillaire sphérique, qui entoure, dans le premier cas, la goutte sphérique de liquide, dans le second, la bulle de vapeur sphérique, est entièrement déterminé par la densité en ce point et les pressions hydrostatiques p_1 et p_2 prises respectivement selon la direction du « rayon du feuillet » et selon la direction perpendiculaire à la dernière.

Si on construit pour le feuillet la courbe qui représente la moyenne $\frac{p_1 + p_2}{2}$ pour un point quelconque du feuillet en fonction de l'inverse de la densité, cette courbe a un point minimum, et ce point minimum coïncide avec le point de l'isotherme théorique, où le potentiel thermodynamique a la même valeur que dans les phases homogènes, qui limitent le feuillet.

De la même manière on peut construire pour une température définie tout un réseau de courbes. De là la proposition suivante :

Si on construit pour tous les feuillets capillaires sphériques, qui entourent respectivement toutes les gouttes sphériques de liquide et toutes les bulles de vapeur sphériques, qui sont possibles à une température définie, les courbes qui représentent pour chaque feuillet la moyenne $\frac{p_1 + p_2}{2}$ en fonction de l'inverse de la densité, les points minima de ces courbes forment précisément la portion de l'isotherme théorique, correspondant aux états instables.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

Vol. XXVII; janvier-juillet 1908.

S. CHEVALIER. — Contribution to the study of the photosphere
(Contribution à l'étude de la photosphère). — P. 12-24.

L'auteur s'attache particulièrement dans ce travail à l'étude du réseau photosphérique, de la forme et de la dimension des granules, de la durée de leur existence, de la vitesse de leur mouvement horizontal. Il conclut en supposant que les granules sont les sommets d'une couche de nuages floconneux sujette à un mouvement ondulatoire.

E. GOLDSTEIN. — On twofold line-spectra of chemical elements
(Sur les doubles spectres de raies des éléments chimiques). — P. 23-34.

Ce mémoire, traduit de *Verhandlungen der phys. Gesell.* IX), n° 15-16, contient les premiers résultats d'une étude sur les spectres des métaux alcalins et des halogènes. Le fait très remarquable qui y est mis en évidence, c'est que le cæsium, le rubidium et le potassium possèdent chacun deux spectres de raies, qui n'ont pas une seule raie commune. En augmentant l'intensité de la décharge, on peut éteindre toutes les raies appartenant à des séries et les remplacer par des raies que l'on ne peut classer en série. L'intensité des décharges nécessaires pour faire apparaître les nouvelles raies croît du cæsium au potassium, quand le poids atomique décroît. Dans le cas du sodium dont le poids atomique est encore plus faible, M. Goldstein n'a pu qu'affaiblir, sans les éteindre, les raies des séries.

WALTER-S. ADAMS. — Preliminary catalogue of lines affected in sun spot
(Catalogue préliminaire de raies modifiées dans les taches solaires). — P. 43-66.

Catalogue de près de 900 raies de longueurs d'onde comprises entre λ 400 $\mu\mu$ et λ 450 $\mu\mu$ contenant leurs longueurs d'ondes, les éléments auxquels on peut les attribuer, leurs intensités dans les tables de Rowland, leurs intensités dans les spectres de taches.

CHARLES-M. OEMSTED. — Sun spot bands which appear in the spectrum of a calcium arc burning in the presence of hydrogen (Bandes du spectre des taches du Soleil qui apparaissent dans le spectre d'un arc au calcium brûlant en présence d'hydrogène). — P. 66-69.

En étudiant le spectre d'un arc formé entre deux électrodes de calcium métallique placées dans une atmosphère d'hydrogène ou dans une atmosphère d'air saturé d'humidité, l'auteur a trouvé deux groupes de bandes qui ne semblent pas avoir été signalées : l'une aux environs de λ 6385, l'autre dans le groupe B. Le premier groupe a été identifié avec des bandes du spectre des taches ; le second est trop faible pour que son étude ait été possible.

NORTON A. KENT et ALFRED H. AVERY. — Wave-length of titanium $\lambda\lambda$ 3 900 and 3 913 in arc and spark (Longueurs d'onde des raies du titane à λ 3 900 et λ 3 913 dans l'arc et dans l'étincelle). — P. 70-77.

En 1905 M. N. Kent a publié les résultats d'une série d'expériences ⁽¹⁾, d'après lesquelles les longueurs d'onde de certaines raies du titane, du fer et du zinc varieraient avec les conditions électriques de la décharge. M. Keller, du laboratoire de M. Kayser, fut conduit à supposer ⁽²⁾ que cette non-coïncidence n'était pas réelle et provenait de ce que la fente n'était pas bien parallèle aux traits du réseau. M. Kent, aidé de M. Avery, a donc dû reprendre ses anciennes expériences ; il montre que en réglant le parallélisme de la fente et des traits du réseau avec un fil à plomb, on obtient une précision plus que suffisante ; de plus qu'en intercalant comme il l'avait fait une photographie du spectre de l'étincelle entre deux photographies du spectre de l'arc, on constate entre les deux un déplacement constant ($0,002 \mu\mu$) indépendant de dérèglages de la fente de 1° autour de sa position normale.

⁽¹⁾ *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences*, 41, n° 10 ; juillet 1905.

⁽²⁾ *Ueber die angebliche Verschiebung de Funtenlinien*, Inaugural Dissertation 1906.

THÉODORE LYMAN. — The absorption of some gases for light of very short wavelength (Pouvoir absorbant de quelques gaz pour les radiations de très courtes longueurs d'ondes). — P. 87-105.

Étude de l'absorption produite par l'hydrogène, l'argon, l'hélium, l'azote, l'oxygène, l'oxyde et le bioxyde de carbone sous une épaisseur de $0^{\text{cm}},91$, et à des pressions variables, sur les radiations de longueurs d'onde comprises entre $\lambda 1858$ et $\lambda 1250$.

L'hydrogène, l'argon et l'hélium à la pression atmosphérique ne produisent pas d'absorption observable. L'absorption produite par l'azote quoique légère est parfaitement perceptible; elle croît quand la longueur d'onde diminue.

L'absorption par l'oxygène a la forme d'une bande dissymétrique s'étendant de $\lambda 1760$ à $\lambda 270$ de largeur variable avec la pression.

L'absorption produite par l'oxyde de carbone est caractérisée par huit bandes étroites entre $\lambda 1600$ et $\lambda 1250$; celle produite par l'anhydride carbonique par une bande large ressemblant à celle de l'oxygène mais compliquée par la présence de maxima et de minima.

L'absorption de l'air entre $\lambda 1858$ et $\lambda 1250$ paraît due à l'action combinée de l'oxygène et de l'azote qu'il contient; la dernière radiation qu'il laisse passer a pour longueur d'onde $\lambda 1710$. Comme pour l'oxygène, l'absorption a une forme de bande.

JAMES BARNES. — On the spectrum of calcium
(Sur le spectre du calcium). — P. 152-157.

L'auteur a cherché sans succès à produire en laboratoire le double renversement des raies H et K du calcium, si importantes dans le spectre du Soleil. Il employait un arc entre électrodes de calcium métallique, alimenté par un courant de 0,5 à 20 ampères et placé dans une atmosphère à très basse pression.

JOEL STEBBINS. — The color sensibility of selenium cells
(Sensibilité du sélénium aux différentes couleurs). — P. 183-188.

L'auteur s'est servi de plusieurs plaques de sélénium pour l'étude du rayonnement lunaire. Il a obtenu une assez grande discordance entre les résultats. Tandis que certaines de ces plaques ne sont

sensibles qu'aux radiations de longueur d'onde λ 700 $\mu\mu$, d'autres le sont en plus à des radiations appartenant à presque tout le spectre visible, en particulier aux radiations de longueurs d'onde λ 600 environ.

W.-J. HUMPHREYS. — The luminous particle a strong magnet, and the consequent pressure shift of spectral lines (La particule lumineuse envisagée comme un aimant intense; conséquence de cette hypothèse sur le déplacement des raies spectrales sous l'influence de la pression). — P. 194-199.

Si l'on considère que les particules lumineuses créent chacune un champ magnétique, elles agissent les unes sur les autres par induction mutuelle; leur mouvement vibratoire peut être modifié si une augmentation de pression les rapproche les unes des autres.

W.-J. HUMPHREYS. — Note on the difference between anode and cathode arc spectra (Note sur la différence entre les spectres de l'anode et de la cathode d'un arc). — P. 200-203.

On a souvent remarqué que le spectre d'un arc dépend de la région de l'arc examiné; les raies métalliques sont plus prononcées au pôle négatif. M. Humphreys pense que cela provient de la présence auprès du pôle négatif d'un plus grand nombre de corpuscules négatifs ayant des vitesses capables de mettre en vibration les résidus positifs des atomes et peut-être aussi à une accumulation au même endroit de ces résidus positifs. L'ionisation, à elle seule, ne pourrait expliquer les raies spectrales, puisqu'elles sont moins visibles près du pôle positif, où ce phénomène est le plus prononcé.

WALTER-S. ADAMS. — Preliminary note on the rotation of the Sun as determined from the displacements of the hydrogen lines (Note préliminaire sur la rotation du Soleil déterminée d'après le déplacement des raies de l'hydrogène). — P. 213-218.

Les variations de longueurs d'onde des raies de l'hydrogène en passant du centre du Soleil aux bords montre que la vitesse linéaire de rotation de la couche qui les contient est plus grande que celle de la couche renversante, donc son niveau est plus élevé. De plus, tandis que la vitesse angulaire de rotation est sensiblement la même pour les deux couches à l'équateur solaire, elle reste constante aux diverses latitudes pour la couche d'hydrogène, et se ralentit, comme on sait, dans la couche renversante en se rapprochant du pôle.

GEORGE-E. HALE. — Preliminary note on the rotation of the Sun as determined from the motions of the hydrogen flocculi (Note préliminaire sur la rotation du Soleil déterminée d'après les mouvements des flocculi d'hydrogène). — P. 219-229.

Sur les images du Soleil données par le spectrohéliographe, on peut déterminer les mouvements des flocculi comme on détermine ceux des taches sur les photographies ordinaires. Le mouvement de rotation de la couche des flocculi d'hydrogène est un peu moins rapide que celui de la couche donnant naissance aux raies de l'hydrogène observées par M. W. S. Adams, mais plus rapide que celui de la couche renversante. Sa vitesse angulaire ne varie pas avec la latitude, comme celle des taches, des facules, des flocculi de calcium et de la couche renversante.

W. GEOFFREY DUFFIELD. — The spectrum near the poles of an iron arc (Spectre de l'arc du fer, au voisinage des pôles). — P. 260-272.

Dans le spectre d'arc du fer, certaines raies sont le plus intenses au voisinage des pôles et diminuent d'intensité vers le centre de l'arc. L'auteur donne la liste de celles des raies « polaires » ayant des longueurs d'onde comprises entre λ 2 400 et λ 3 500. La plupart ont la même intensité aux deux pôles ; certaines sont cependant plus intenses au pôle positif.

De λ 2 350 à λ 2 631, presque toutes les raies de l'arc sont confinées au voisinage des pôles ; ce sont les raies du spectre de l'étincelle condensée, avec les mêmes intensités relatives. Au delà de 2 631 commencent des différences marquées entre les deux spectres ; les raies de l'arc sont en général plus intenses au centre ; mais il y a encore des raies polaires auxquelles correspondent presque toujours des raies de l'étincelle.

Tandis que les raies polaires sont étroites et bien définies, les raies médianes sont souvent diffusées et nébuleuses ; cette différence est surtout sensible dans l'ultra-violet extrême.

A.-H. PFUND. — Metallic arcs for spectroscopic investigations (Arcs des métaux, pour les recherches spectroscopiques). — P. 296-298.

L'auteur a évité toutes les difficultés que présente l'emploi d'arc à électrodes métalliques en donnant aux électrodes la forme simple

suivante : l'électrode inférieure sert d'électrode positive ; elle est formée d'une tige de fer de 12 millimètres de diamètre environ au sommet de laquelle on a creusé une petite coupe ; dans cette coupe on place des perles d'oxydes des métaux à étudier. L'électrode supérieure, négative, est une tige de charbon de 1 centimètre de diamètre. Les perles se forment d'elles-mêmes en mettant un petit morceau de métal sur l'électrode inférieure ; elles doivent avoir 3 millimètres de diamètre environ et dépasser de beaucoup leur réceptacle.

A.-H. PFUND. — A new mercury lamp
(Nouvelle lampe au mercure). — P. 299-300.

Cette lampe très facile à construire fonctionne longtemps sans que le mercure se condense sur la fenêtre de quartz.

HERBERT IVES. — An experimental study of the Lippmann color photograph
(Étude expérimentale du procédé Lippmann de photographie des couleurs).
— P. 325-352.

Pour la reproduction de la lumière monochromatique, l'auteur trouve que l'on a une lumière réfléchie plus pure en employant des plaques sensibles moins riches en bromure d'argent qu'on ne le fait d'habitude. On ne gagne rien en pureté en augmentant l'épaisseur de la couche, tant que l'on développe à l'acide pyrogallique ; mais si l'on emploie d'autres développeurs, comme l'hydroquinone, et si l'on blanchit le dépôt d'argent avec le bichlorure de mercure, on obtient des couleurs beaucoup plus pures, et le pouvoir résolvant s'accroît avec l'épaisseur. L'auteur a obtenu des couches sensibles contenant après développement à l'hydroquinone jusqu'à 250 lamelles d'argent, qui, examinées au spectroscope, donnaient une image presque parfaite de la raie noire du mercure, radiation avec laquelle elles avaient été impressionnées.

Pour les reproductions des mélanges de couleurs, le développement à l'hydroquinone et le blanchiment de la couche sont encore ce qui donne le meilleur résultat. Il y a avantage à employer des plaques à grains relativement grossiers.

L'auteur remplace le miroir de mercure par une lame de cellulose argentée que l'on colle à l'état humide contre la couche sensible, et qui se décolle au moment du développement.

ARTHUR-S. KING. — The production of spectra by an electrical resistance furnace in hydrogen atmosphere (Production de spectres par un four chauffé par une résistance électrique dans une atmosphère d'hydrogène). — P. 353-362.

Le but de la recherche de M. A.-S. King était de voir ce que sont les spectres des vapeurs quand on élimine les actions électriques qui se produisent dans l'arc où l'étincelle et les actions chimiques de caractère et de grandeur inconnus qui ont lieu dans les flammes. Sa méthode consistait à faire passer un courant alternatif intense dans un tube de graphite placé dans une enceinte close pleine d'hydrogène pur, et à l'échauffer ainsi jusqu'à le rendre incandescent et à vaporiser les métaux ou les sels qu'on avait placés dans son intérieur.

Il semble bien qu'une température suffisamment haute peut produire des radiations sans l'intervention d'actions chimiques ou électriques; la ressemblance des spectres donnés par le four avec ceux donnés par les flammes les plus intenses montre que le rayonnement de la flamme est surtout un effet thermique aidé sans doute par les effets chimiques de la combustion.

R.-W. WOOD. — Note on the photography of very faint spectra (Note sur la photographie des spectres très faibles). — P. 379-381.

M. Wood utilise systématiquement pour la photographie des spectres faibles un procédé indiqué depuis longtemps, mais peu employé, et qui consiste à voiler légèrement la plaque par une exposition préliminaire à une lumière faible. Il montre combien il est facile, par une expérience préalable, de déterminer la durée la meilleure d'exposition à cette lumière, et arrive ainsi à réduire de moitié les temps de pose de ses photographies.

Vol. XXVIII; juillet-décembre 1908.

B.-E. MOORE. — Upon the magnetic separation of the lines of baryum, yttrium, zirconium and osmium (Sur la séparation magnétique des raies du baryum, de l'yttrium, du zirconium et de l'osmium). — P. 1-39.

Preston, dans l'étude de l'effet Zeeman, a observé que les raies appartenant à des séries semblables dans différentes substances subissent les mêmes modifications dans le champ magnétique.

Cette remarque peut permettre de trouver dans un spectre les raies qui se groupent en séries, et c'est dans ce but que M. Moore a entrepris une étude très complète de l'influence du champ magnétique sur les raies du baryum et de quelques autres corps. Il n'est pas arrivé à mettre des séries en évidence, mais le grand intérêt de son travail réside en ce qu'il montre comment un grand nombre de raies se subdivisent dans le champ magnétique. Il vérifie une loi de Runge d'après laquelle les distances des composantes à la raie primitive sont les multiples simples d'une partie aliquote de l'intervalle normal :

$$a = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} = \frac{e}{m} \frac{H}{4\pi c},$$

où c est la vitesse de la lumière, H l'intensité du champ magnétique, $\frac{e}{m}$ le rapport de la charge de l'électron à la masse.

ROBERT-JAMES WALLACE. — On the sensitiveness of photographic plates at different temperatures (Sur la sensibilité des plaques photographiques à différentes températures). — P. 39-51.

M. Wallace montre que la température agit sur la gradation des opacités d'une plaque photographique, de telle sorte que les courbes qui la représentent aux diverses températures en fonction des temps de pose se coupent en un point. Si l'on considère la sensibilité de la plaque pour des impressions lumineuses faibles, elle sera moindre à basse qu'à haute température, mais si on la considère pour des impressions fortes, elle sera plus grande à basse qu'à haute température. C'est là l'origine des contradictions que divers observateurs avaient trouvées dans l'influence de la température sur la sensibilité des plaques photographiques.

THEODORE LYMAN. — The relation of light of very short wave-length to some vacuum tube phenomena (Relation de la lumière de très courte longueur d'ondes avec quelques phénomènes des tubes à vide). — P. 32-58.

L'auteur recherche d'abord quelles sont les régions d'un tube à vide les plus riches en radiations de très courtes longueurs d'ondes ; il trouve que ce sont les plus lumineuses. Il montre ensuite que ces radiations jouent un rôle très important dans l'ionisation des gaz,

mais qui dépend naturellement de la quantité de radiation produite et de leur absorption, donc de la raréfaction du gaz et de sa nature.

W.-B. HUFF. — Observations on the structure of the arc
(Observation sur la structure de l'arc). — P. 59-65.

Pour des courants faibles, la décharge présente aux deux pôles d'un arc des caractères essentiellement différents. Pour des courants intenses et de grandes quantités de vapeurs métalliques, la structure de la décharge est moins bien définie.

La décharge au pôle négatif part d'une petite région très chaude et se diffuse vers l'électrode positive; son aspect dans le champ magnétique suggère qu'elle est formée d'un courant de particules solides émises par le pôle incandescent et douées d'une vitesse très faible comparée à celle des particules liées à la décharge dans les tubes à vide ou dans l'étincelle à la pression ordinaire.

P.-G. NUTTING. — The relative intensities of spectrum lines
(Intensités relatives des raies spectrales). — P. 66-70.

Les intensités relatives des raies spectrales dépendent, comme on sait, d'un grand nombre de facteurs : intensité du courant excitateur, capacité, inductance, température, pression, etc. M. Nutting pense que toutes ces causes peuvent se réduire à une seule, le gradient du potentiel électrique dans le parcours de la décharge.

F.-A. SAUNDERS. — Note on series in alkali metal spectra
(Note sur les séries dans les spectres des métaux alcalins). — P. 71-74.

A. Bergmann a récemment annoncé la découverte d'une nouvelle série du césium que Runge, à l'encontre de Ritz, suppose être une première série secondaire; l'auteur montre que les raies de cette série présentent les caractéristiques des raies des séries secondaires.

R.-W. WOOD. — Polarized fluorescence of metallic vapor and the sola corona
(La fluorescence polarisée des vapeurs métalliques, et la couronne solaire). — P. 75-79.

Les expériences de M. Wood ont montré que les radiations

émises dans des vapeurs métalliques par une fluorescence excitée par un faisceau lumineux non polarisé étaient polarisées, et que le pourcentage de leur polarisation était sensiblement le même que celui des radiations de la couronne solaire. Or on a quelques difficultés à expliquer la polarisation de la couronne par l'hypothèse qu'elle est formée de radiations solaires réfléchies ou diffusées par de très petites particules. Il serait plus simple d'admettre qu'elle est formée par fluorescence. En particulier, dans cette hypothèse, la raie verte dite du coronium, qui n'a pas été identifiée, pourrait être simplement une raie de fluorescence de quelque substance bien connue.

TH. LYMAN. — On the transparency of boric anhydride
(Sur la transparence de l'anhydride borique). — P. 85-86.

Sous une épaisseur de 1 à 2 millimètres, l'anhydride borique est pratiquement opaque pour les radiations de longueur d'onde plus courte que λ 1700. Il est donc moins transparent que le quartz de même épaisseur.

HELEN-E. SCHÖEFFER. — A study of the electric spark in a magnetic field
(Étude de l'étincelle électrique dans un champ magnétique). — P. 121-149.

Ce travail contient l'étude des changements de forme que le champ magnétique produit sur l'étincelle, l'analyse spectroscopique des différentes parties dans lesquelles le champ magnétique la décompose, et l'étude de sa contexture au miroir tournant. Il se rapporte à trois types d'étincelles : 1° L'étincelle sans capacité ni self-induction dans le circuit secondaire ; 2° l'étincelle obtenue avec une capacité de 0,0005 à 0,012 microfarad ; 3° l'étincelle obtenue avec une capacité de 0,0005 à 0,012 microfarad, et une self de 0,003 henry.

Quand l'étincelle et le champ sont parallèles, le premier type d'étincelle présente, en plus de l'étincelle proprement dite, deux feuillets de vapeurs en spirale ; quand le champ et l'étincelle sont perpendiculaires, la vapeur forme deux feuillets semi-circulaires, un de chaque côté de l'étincelle et dans un plan perpendiculaire à la direction du champ. Dans le second et le troisième type, les feuillets sont remplacés par des filaments. Dans le premier et le second

type, le faisceau de filaments formant l'étincelle proprement dite n'a pu être dévié par un champ magnétique de 12 000 gauss, le plus intense que l'auteur ait pu produire ; dans le troisième type, ces filaments centraux se déviaient dans un très fort champ magnétique, comme les filaments latéraux en spirale ou en cercle.

Dans le premier type d'étincelle, les feuilletés latéraux donnent comme spectre les bandes de l'azote ; les filaments centraux montrent les raies du métal et de l'air. Le second type présente le même spectre pour le faisceau central, ou pour les filaments latéraux, les raies de l'air très brillantes, et les raies métalliques plus faibles. Dans le troisième spectre, le faisceau central a le même spectre pour sept métaux pris pour électrodes : c'est le spectre de l'air ; le spectre des filaments latéraux contient les raies de l'arc en plus de celles de l'air ; celui de la région voisine des électrodes contient en plus celles de l'étincelle.

La vitesse des particules dans les filaments circulaires est de 5×10^4 centimètres par seconde, du même ordre que celle des particules métalliques au voisinage des électrodes.

Le mémoire contient une planche qui montre les différents aspects des étincelles.

J. EVERSHERD. — Note on the wave-length of H_{δ} and H_{ϵ} in the solar spectrum (Note sur les longueurs d'onde de H_{δ} et H_{ϵ} dans le spectre solaire). — P. 162-169.

La valeur de la longueur d'onde de la raie H_{δ} de l'hydrogène donnée par les *Preliminary Tables* de Rowland diffère de 0,01 des valeurs tirées du spectre d'un tube à vide, ou du spectre de l'étoile α Ceti. Les mesures de l'auteur montrent que le nombre de Rowland est erroné. Elles donnent :

$$\lambda H_{\delta} = 4401,900 \text{ U. A.}$$

M. Evershed a repris aussi la mesure de H_{ϵ} , il trouve :

$$\lambda H_{\epsilon} = 3970,212 \text{ U. A.}$$

Avec ces nouvelles valeurs, la formule de Balmer représente, à 0,01 U. A. près les longueurs d'onde des raies de l'hydrogène.

C. FABRY et H. BUISSON. — Wave-length measurements for the establishment of a system of spectroscopic standard (Mesure de longueur d'onde pour l'établissement d'un système étalon spectroscopique). — P. 169-196.

J. de Phys., 4^e série, t. IX. (Mai 1910.)

28

A.-H. PFUND. — A redetermination of the wave-length of standard iron lines (Redétermination des longueurs d'onde des raies étalons du fer). — P. 197-212.

L'union internationale des recherches solaires avait demandé une nouvelle détermination des longueurs d'ondes des étalons secondaires par la méthode interférentielle de Perot et Fabry. Les mesures devaient être faites simultanément par Fabry et Buisson à Marseille, Eversheim à Bonn et A. Pfund à l'université John Hopkins. Nous donnons ci-dessous les résultats des mesures de A. Pfund, et, pour les raies qu'il a mesurées, les longueurs d'ondes trouvées par Fabry et Buisson et par Eversheim (1).

Les colonnes I, II et IV sont basées sur la valeur donnée par Michelson pour la longueur d'onde de la raie rouge du calcium (λ 643,84722), la colonne III sur la dernière détermination de Fabry et Benoît (λ 643,84696 $\mu\mu$).

I Pfund 1908	II Fabry et Buisson 1906	III Fabry et Buisson 1908	IV Eversheim
4 282,412	4 282,411	4 282,407	4 282,413
4 315,094	4 315,093	4 315,089	
4 352,744	4 352,745	4 352,741	
4 427,316	4 427,318	4 427,314	
4 494,574	4 494,576	4 494,572	4 494,581
4 531,156	4 531,159	4 531,155	
4 859,757	4 859,759	4 859,756	4 859,761
4 878,225	4 878,229	4 878,226	
4 903,327	4 903,327	4 903,324	
4 919,007	4 919,009	4 919,006	
5 001,885	5 001,883	5 001,880	
5 167,495	5 167,495	5 167,492	
5 332,958	5 332,960	5 332,958	5 332,963
5 434,531	5 434,532	5 434,530	
5 455,617	5 455,618	5 455,616	
5 497,523	5 497,523	5 497,521	
5 506,784	5 506,785	5 506,783	
5 586,772	5 586,772	5 586,770	
5 615,659	5 615,660	5 615,658	
6 191,568	6 191,570	6 191,569	
6 230,731	6 230,733	6 230,732	
6 393,611	6 393,612	6 393,613	
6 494,992	6 494,994	6 494,994	

(1) Les résultats complets de Fabry et Buisson ont déjà été publiés dans le *Journal de Physique* dans l'édition française de leur mémoire (*J. de Phys.*, 4^e série, VII, p. 169, 1908); ceux d'Eversheim, donnés dans une analyse (*Journ. de Phys.*, 4^e série, VIII, 453, 1909), ont paru comme résultats préliminaires dans *Astroph. Journ.*, 26, 172, et *Zeit. für wiss. Photographie*, 5, 152; 1907.

F.-A. SAUNDERS. — Series in the spectrum of baryum
(Séries dans le spectre du baryum). — P. 223-229.

Jusqu'à présent aucune série n'avait pu être mise en évidence dans le spectre du baryum. M. Saunders a réussi à séparer une première et une deuxième série secondaires de triplets très faibles. La première série secondaire (cinq triplets) est bien représentée par une formule à trois constantes du type des formules de Ritz :

$$\frac{1}{\lambda} = 28481 - \frac{109675}{(m + 0,37045)^2 - 1,655}$$

La deuxième série secondaire (cinq triplets) nécessite une formule à quatre constantes :

$$\frac{1}{\lambda} = 28062 - \frac{73392,7}{(m + 0,9027)^2 + 4,1403}$$

PHILIP FOX. — The distribution of eruptive prominences on the solar disk
(La distribution des proéminences éruptives sur le disque solaire). — P. 253-258.

La naissance d'une tache est toujours accompagnée et généralement précédée par une éruption. Dans les premières heures de la vie de la tache l'éruption peut partiellement ou entièrement couvrir la tache, et souvent la précéder dans la direction de la rotation solaire. On voit rarement une éruption précéder une tache formée ; elle la suit au bord de la pénombre. Des éruptions accompagnent les taches à leur déclin, aux extrémités des ponts.

J.-S. PLASKETT. — Effect of increasing the slit-width upon the accuracy of radial velocity determination (Influence d'un accroissement de la largeur de la fente sur la précision des déterminations de vitesse radiale). — P. 259-265.

L'accroissement de la largeur de la fente du spectroscopie rend le spectre moins pur, et les raies diffuses et larges, par suite difficiles à mesurer; enfin elle peut leur donner des déplacements systématiques par suite de la position dissymétrique de l'image de l'étoile sur la fente.

L'auteur déduit d'un grand nombre de mesures de spectres stellaires que, avec un collimateur de 525 millimètres, on peut donner à

la fente une ouverture de $0^{\text{mm}},031$ sans augmenter les erreurs. Avec de très fortes dispersions on peut lui donner $0^{\text{mm}},076$.

A. FOWLER et A. CAGLE. — The reproduction of prismatic spectrum photographs on a uniform scale of wave lengths (Reproduction des photographies de spectres prismatiques à une échelle uniforme de longueurs d'ondes). — P. 284-291.

Il est quelquefois utile de comparer directement des photographies de spectres donnés par un prisme à des photographies de spectres donnés par un réseau. M. E. S. King a indiqué ⁽¹⁾ le procédé qui consiste à placer le négatif original devant une chambre d'agrandissement dans une position inclinée, la partie la moins réfrangible du spectre du côté de la lentille, et à incliner en conséquence la plaque sur laquelle l'image est reçue. Mais, tandis qu'il ne réussissait le réglage nécessaire que par tâtonnement, MM. Fowler et Cagle montrent comment on peut le faire par le calcul. La précision que l'on peut obtenir par ce procédé est du même ordre que celle avec laquelle la formule de Cornu représente la dispersion du spectre prismatique.

ARTHUR S. KING. — On electric furnace for spectroscopic investigations with results for the spectra of titanium and vanadium (Four électrique pour les recherches spectroscopiques. Résultats pour les spectres du titane et du vanadium). — P. 30-314.

Ce four, construit pour l'observatoire du mont Wilson, est du type à résistance. La matière à étudier est portée à très haute température dans un tube de graphite chauffé par un courant électrique. Sa disposition est telle qu'on peut régler la température comme on le désire de $1\ 700$ à $3\ 000^{\circ}$, et faire varier à volonté la composition et la pression des vapeurs qu'il contient. Les premières plaques prises pour comparer les spectres du four du titane et du vanadium aux spectres d'arc confirment que la température seule du four produit les spectres, sans aucune action chimique. Presque toutes les raies de l'arc (85 et $73\ 0/0$ respectivement) se retrouvent dans le four. Les raies renforcées dans l'étincelle sont beaucoup plus affaiblies dans le four que dans l'arc. Les raies de plus courtes longueurs d'onde sont en général beaucoup plus fortes dans l'arc que dans le four.

(1) Report of the Harvard Astrophysical Conference (*Science*, 8, 454; 1898)

ARTHUR-A.-S. KING. — The relative intensities of the calcium lines H, K, and λ 4 227 in the electric furnace (Intensités relatives des raies du calcium H, K, et λ 4 227 dans le four électrique). — P. 389-396.

La raie du calcium λ 4 227 a été reconnue comme une raie de flamme apparaissant à basse température dans les sources contenant de grandes quantités de calcium. Les raies H et K sont prépondérantes dans l'étincelle condensée, et apparaissent même avec de très faibles quantités de calcium. Les études au four électrique décrit dans le mémoire précédent confirment ces résultats. La raie λ 4 227 apparaît à basse température, et ne se renforce pas proportionnellement à l'élévation de température; elle est très sensible à des changements dans la quantité de vapeur en présence. H et K peuvent être obtenues quand la température est suffisante (2 500° environ) sans l'aide d'actions chimiques, mais celles-ci aident à leur production dans les sources à basse température. Leur intensité s'accroît dans le four presque proportionnellement à la température. Ces résultats s'accordent avec ceux donnés par les éclipses solaires qui montrent que H et K apparaissent seules dans les hautes régions des proéminences, λ 4 227 ne devenant visible que dans les régions de la chromosphère où la vapeur atteint une densité considérable.

GEORGE-E. HALE. — Solar vortices (Tourbillons solaires). — P. 400-417.

GEORGE-E. HALE. — On the probable existence of a magnetic field in sun-spots (Sur l'existence probable d'un champ magnétique dans les taches solaires). — P. 315-343.

Le sujet de ces deux mémoires a été traité par l'auteur dans le *Journal de Physique* (VIII, 461; 1909). Les mémoires de l'*Astrophysical Journal* contiennent de nombreuses photographies qui appuient la démonstration donnée par M. Hale de l'existence d'un champ magnétique dans les taches solaires.

HARVEY-CLAYTON RENTSCHLER. — A new method for measuring the index of refraction of a gas for different light-waves and results obtained for several gases (Nouvelle méthode pour mesurer l'indice de réfraction d'un gaz pour différentes longueurs d'onde. — Résultats obtenus pour plusieurs gaz). — P. 345-359.

Un faisceau lumineux, issu d'une fente éclairée par un arc au

mercure, au foyer d'un miroir concave, traverse, après réflexion sur ce miroir, une enceinte contenant avec le gaz à étudier un interféromètre de Perrot et Fabry en quartz nickelé. Au sortir de l'enceinte, le faisceau lumineux tombe sur un réseau concave qui le disperse et qui permet d'étudier séparément les franges données par l'interféromètre pour les diverses radiations du mercure. En admettant que n est directement proportionnel à la densité, l'auteur déduit l'indice n de trois mesures de diamètre de franges effectuées pour des pressions du gaz dans l'enceinte égales à une atmosphère, un septième d'atmosphère et zéro. Les résultats qu'il a obtenus sont contenus dans le tableau ci-dessous.

	Gaz				
	Air	Oxygène	Azote	Oxyde de carbone	Anhydride carbonique
$\lambda = 5769 \dots$	1,0002925	1,0002719	1,0002966	1,0003303	1,0004487
5460...	2930	2725	2967	3299	4470
4358...	2956	2752	2995	3346	4513
4046...	2972	2776	3010	3366	4539
3650...	2997		3034	3396	4582
3341...	3036	2832	3070	3442	4668

Ces indices se représentent par les formules suivantes à trois constantes, du type de celle de Cauchy :

Air.....	$(n - 1)10^7 = 2903,1 + 3,80\lambda^{-2} + 1,23\lambda^{-4}$
Azote.....	$= 2941 + 3,81\lambda^{-2} + 1,21\lambda^{-4}$
Oxygène.....	$= 2697,4 + 3,72\lambda^{-2} + 1,26\lambda^{-4}$
Oxyde de carbone.....	$= 3241,2 + 17,01\lambda^{-2} + 0,58\lambda^{-4}$
Anhydride carbonique.....	$= 4490,4 + 16,55\lambda^{-2} + 4,04\lambda^{-4}$

W.-H. JULIUS. — Anomalous refraction phenomena investigated with the spectroheliograph (Phénomènes de réfraction anormale étudiés avec le spectrohéliographe). — P. 360-370.

Les expériences de M. Julius, faites au mont Wilson, montrent que, lorsque l'on étudie à l'aide d'un spectrohéliographe une vapeur absorbante traversée par des rayons lumineux, si la seconde fente de l'appareil est placée sur le bord d'une bande de dispersion, on n'aperçoit d'irrégularités dans l'éclairement du champ qu'aux régions de l'image qui correspondent aux régions de la vapeur ayant de forts gradients de densités. Si l'on rapproche la fente du milieu de la bande de dispersion, on aperçoit dans l'image des régions corres-

pendant à des gradients plus faibles. Le spectrohéliographe permet donc de déceler dans la distribution de la vapeur, par suite des dispersions anormales, des particularités que les pouvoirs absorbant ou émissif du milieu n'auraient pas pu révéler.

Ces résultats peuvent être très importants pour l'interprétation des spectrohéliographies du Soleil; elle dispense, pour expliquer les flocculi, de supposer l'existence de masses isolées de vapeur de fer, de calcium ou d'hydrogène; elle demande seulement que dans le mélange de toutes ces vapeurs il y ait par endroits des variations de densité.

GEOFFREY DUFFIELD et R. ROSSI. — The emission spectrum of silver heated in a carbon-tube furnace in air (Spectre d'émission de l'argent chauffé dans l'air dans un four électrique formé d'un tube de carbone). — P. 371-378.

Le four est du type de ceux employés par A.-S. King.

Deux tableaux donnent la description du spectre de l'argent (λ 4099 à λ 5050), assez différent des spectres obtenus par les autres méthodes.

Vol. XXIX; janvier-juin 1909.

W.-J. HEMPHREYS. — Vertical temperature-gradients of the atmosphere, especially in the region of the upper inversion (Gradient vertical des températures dans l'atmosphère, particulièrement dans la région d'inversion). — P. 14-32.

Résumé et examen des résultats obtenus par les ascensions de ballons-sondes sur la distribution des températures dans l'atmosphère.

J.-F. HERMANN SCHULTZ. — The constitution of the Sun
(La constitution du Soleil). — P. 33-39.

Le Soleil et probablement la plupart des étoiles ne seraient pas entièrement gazeux, mais formés d'un noyau liquide entouré d'une atmosphère.

J.-C. KAPTEYN. — On the absorption of light in space
(Sur l'absorption de la lumière dans l'espace). — P. 46-54.

S'il existe une matière absorbante dans les espaces interstellaires,

cette matière doit exercer sur la lumière des étoiles non seulement une absorption générale, inaccessible à l'observation, mais aussi fort probablement une absorption sélective dont nous pourrions nous apercevoir. Si l'on considère, en effet, les étoiles de la classe XV *a* de la classification d'Harvard, on voit qu'on peut les partager en deux groupes d'après l'aspect de l'extrémité ultra-violette de leur spectre : pour les unes, cette extrémité paraît s'affaiblir graduellement ; pour d'autres, elle s'arrête presque brusquement après la radiation $\lambda 3889$. Il est probable que cette différence dans des spectres qui sans elle seraient identiques provient de ce que la lumière du second groupe d'étoiles a subi dans les espaces interstellaires une absorption plus forte que celle du premier. On trouve une vérification de cette explication, et par suite de l'existence de matière absorbante dans l'espace, dans ce fait que les étoiles du second groupe dont on a déterminé les mouvements propres ont toutes des mouvements très faibles ; celles du premier groupe ont pour la plupart des mouvements propres beaucoup plus considérables ; celles-ci seraient donc beaucoup plus près de nous que les autres.

EDWIN FROST et J.-A. PARKHURST. — Spectrum of comet Morehouse 1908 *c* (Spectre de la comète Morehouse 1908 *c*). — P. 55-64.

W.-W. CAMPBELL et SEBASTIAN ALBRECHT. — The spectrum of comet Morehouse 1908 *c* (Le spectre de la comète Morehouse 1908 *c*). — P. 84-87.

ARTHUR-S. KING. — On the separation in the magnetic field of some lines occurring as doublets and triplets in sun-spot spectra (Sur la séparation dans le champ magnétique de quelques raies formant des doublets ou des triplets dans les spectres des taches). — P. 76-83.

M. G. Hale a été conduit à expliquer par l'action d'un champ magnétique de la tache solaire l'existence de triplet ou de doublet dans son spectre. M. A.-S. King, étudiant dans le laboratoire les raies signalées, a trouvé que leur aspect dans le champ magnétique était bien sensiblement le même que dans les taches.

R.-W. WOOD. — The complete Balmer series in the sodium spectrum (La série complète de Balmer dans le spectre du sodium). — P. 97-000.

C'est dans le spectre de l'hydrogène que l'on connaissait jusqu'à

présent le plus grand nombre de raies (29) vérifiant la formule de Balmer. M. Wood, dans une note préliminaire (*Phil. Mag.*, 16, 945), avait indiqué que, dans le spectre d'absorption du sodium, il avait pu en trouver 24 satisfaisant à cette formule. Dans la note actuelle, il porte ce nombre à 50. C'est de beaucoup la série la plus complète que l'on connaisse. Il a obtenu les spectres qui l'ont donnée en photographiant avec un grand spectrographe en quartz à trois prismes de Cornu le spectre d'absorption d'une colonne de vapeur de sodium de 80 centimètres de long éclairée par une étincelle de cadmium très puissante. Voici les longueurs d'onde des raies dont il s'agit avec leurs numéros d'ordre dans la série.

n	λ		n	λ		n	λ
3	5 896,16	} déjà connues	18	2 433,85		35	2 417,38
	90,19		19	31,43		36	17,10
4	3 303,07		20	29,42		37	16,80
	02,47		21	27,72		38	16,56
5	2 832,91		22	26,28		39	16,33
6	2 680,46		23	25,00		40	16,11
7	2 594,05		24	23,88		41	15,89
8	43,82		25	22,90		42	15,70
9	12,15		26	22,04		43	15,52
10	2 490,70		27	21,29		44	15,37
11	75,60		28	20,60		45	15,21
12	64,53		29	20,02		46	15,06
13	56,02		30	19,50		47	14,94
14	49,46		31	19,00		48	14,78
15	44,24		32	18,44		49	14,64
16	40,06		33	18,09		50	14,50
17	36,70		34	17,71			

On voit que les vingt-deux dernières raies sont comprises dans une région du spectre qui n'est pas plus large que l'intervalle des deux raies D. En augmentant encore le pouvoir séparateur du spectroscopie, M. Wood pense pouvoir augmenter encore le nombre de raies de la série, l'arête de la bande étant nettement indiquée, et non résolue. M. Wood n'a pas recalculé les constantes de la formule de Balmer pour la série de sodium, données par Kayser :

$$10^8 \lambda^{-1} = 41\,496,34 - 127\,040n^{-2} - 834\,841n^{-4},$$

qui indique pour la cinquième raie 2 415,2 au lieu de 2 414,5.

PETER LEBEDEW. — On the apparent dispersion of light in space
(Sur la dispersion apparente de la lumière dans l'espace). — P. 101-109.

M. Lebedew ne pense pas qu'on puisse attribuer à une dispersion de la lumière dans l'espace les discordances qu'ont rencontrées MM. Belopolsky, Nordmann et Tikhoff dans les heures des minima des étoiles variables du type Algol déterminées par l'observation des radiations rouges ou violettes du spectre. Il préfère en chercher la cause dans un pouvoir absorbant sélectif de l'atmosphère de ces astres et dans des dissymétries dans sa composition et sa forme.

WALTER-S. ADAMS. — Spectroscopic investigations of the rotation of the Sun during the year 1908 (Recherches spectroscopiques sur la rotation du Soleil pendant l'année 1908). — P. 110-145.

Il ne semble pas y avoir eu de variation dans la vitesse de rotation de la surface solaire entre 1906 et 1908. Il se confirme que les différentes raies du spectre indiquent des vitesses de rotation différente.

R.-J. WALLACE et HARVEY B. LEMON. — Studies in sensitometry. III. On the evaluation of the reciprocity law, basic fog and preliminary exposure (Études de sensitométrie. III. La loi de réciprocité, le voile de fond, le voile donné par une pose préliminaire). — P. 146-156.

Dans la photométrie photographique, on pense souvent pouvoir éliminer l'influence du voile du fond du cliché sur l'opacité de la région que l'on veut étudier en retranchant simplement de cette opacité l'opacité du voile. Les auteurs montrent que cela n'est pas légitime, car l'opacité résultante de deux actions lumineuses successives n'est la somme des opacités qu'aurait produites chacune des actions que si les opacités sont faibles.

On a souvent dit qu'en donnant à la plaque un léger voile préliminaire on pouvait percevoir ensuite sur elle le tracé d'actions lumineuses très faibles, qui sans lui n'auraient rien laissé de perceptible. Le gain produit par ce procédé ne serait que de 0^{sr},2.

La loi de réciprocité de Bunsen et Roscoe $It = \text{constante}$ a été remplacée par certains expérimentateurs par $It^n = \text{constante}$. Les auteurs montrent que pour certaines plaques comme le Seed 27, p n'est pas constant, mais varie avec l'intensité de l'action lumineuse

Pour d'autres plaques comme les Cramers Isochromatics, p est constant.

J. EVANS. — The arc spectrum of iron λ 6 855 to λ 7 412
(Le spectre d'arc du fer de λ 6 855 à λ 7 412). — P. 137-159.

J. EVANS. — The arc spectrum of titanium from λ 5 866 to λ 7 364
(Le spectre d'arc du titane de λ 5 866 à λ 7 364). — P. 160-163.

Tableau des longueurs d'onde des raies du spectre d'arc du fer entre λ 6 855 et λ 7 412 et des raies du spectre du titane de λ 5 866 à λ 7 364.

R.-W. WOOD. — The mercury paraboloid as a reflecting telescope
(Un parabolöide de mercure comme télescope réflecteur). — P. 164-176.

La surface libre d'un liquide tournant avec une vitesse uniforme prenant la forme d'un parabolöide pourrait être utilisée comme miroir de télescope si l'on réussissait à supprimer complètement les rides de la surface du liquide. C'est ce que M. Wood est arrivé à faire en polissant parfaitement le bassin contenant le liquide (mercure), en le nivelant avec le plus grand soin, et en supprimant autant que possible les variations dans la vitesse de rotation. Pour que le bassin soit à l'abri des à-coups inévitables dans la rotation du moteur, celui-ci ne l'entraîne pas directement, mais transmet son mouvement à une poulie concentrique au bassin, qui ne lui est rattachée que par l'intermédiaire de six fils fins élastiques en caoutchouc. M. Wood a pu obtenir ainsi un miroir de 52 centimètres de diamètre. Sa longueur focale est naturellement variable avec la vitesse de rotation. En lui donnant 3 mètres de foyer, il a pu obtenir des images réellement très nettes d'étoiles zénithales.

Une couche de glycérine à la surface du mercure forme un amortisseur très efficace.

E.-E. BROOKS. — The magnesium spectrum under reduced pressure
(Spectre du magnésium aux pressions réduites). — P. 177-189.

Des électrodes de magnésium sont placées à 6 ou 12 millimètres l'une de l'autre dans une atmosphère de gaz à 3 centimètres de pression (air, hydrogène, azote, oxygène, vapeur d'eau). Les étincelles

sont produites par un courant de 2.000 volts rectifié par une batterie de 48 soupapes électrolytiques. Le but immédiat du travail était de rechercher dans quelles conditions se forme le spectre de l' « hydrate ».

Ce spectre manifesterait l'existence d'un état instable et transitoire ; s'il était réellement dû à un hydrate, ce corps serait aussitôt décomposé que formé. Sa production dépend beaucoup plus de la nature de la décharge que de la quantité d'hydrogène présent. Aucun accroissement dans l'étendue ou l'éclat du spectre ne se produit par l'emploi d'une atmosphère d'hydrogène pur au lieu de l'emploi d'une atmosphère qui ne contient que l'hydrogène provenant des gaz occlus ou de la vapeur d'eau. Si l'intensité du courant est assez forte, le spectre d'hydrate apparaît, en dépit des efforts pour éliminer l'hydrogène ; si le courant est assez faible, le spectre peut disparaître, même dans une atmosphère d'hydrogène.

ARTHUR-S. KING. — The relative intensities of the yellow orange and red lines of calcium in electric furnace spectra (Intensités relatives des raies jaune orange et rouges du calcium dans le four électrique). — P. 190-197.

Les raies de cette région ont des manières très différentes de se comporter sous l'influence de variations dans la température du four. Les unes se renforcent lentement avec la température ; d'autres, à peine visibles aux basses températures, deviennent rapidement plus intenses quand la température s'accroît.

R.-W. WOOD et D.-V. GUTHRIE. — The ultra-violet absorption spectra of certain metallic vapors and their mixtures (Spectres ultra-violet de certaines vapeurs métalliques et de leur mélange). — P. 211-223.

Une petite quantité de métal est placée dans une ampoule de quartz vidée et scellée. L'ampoule chauffée par un Bunsen qui vaporise le métal est traversée par un faisceau lumineux issu d'une étincelle de cadmium dont le spectre comprend, en plus des raies isolées, un fond continu intense et presque uniforme. Un petit spectrographe en quartz permet de rechercher les bandes d'absorption produites par la vapeur.

La vapeur de cadmium possède dans la partie ultra-violette du spectre deux bandes d'absorptions, une correspondant à la raie

d'émission λ 2 288, l'autre à la raie λ 3 261; la première est de beaucoup la plus importante. La bande λ 2 288 s'élargit très symétriquement quand pour former la vapeur on emploie du cadmium pur; mais, quand on ajoute du mercure, il se produit une dissymétrie marquée, l'élargissement affectant beaucoup plus le côté le moins réfrangible que l'autre.

La vapeur de thallium pur montre quatre bandes d'absorption, deux correspondant aux raies d'émission λ 2 380 et λ 3 230, une à côté de la raie de λ 2 530 du côté le plus réfrangible, l'autre du côté le moins réfrangible de λ 3 092. Avec peu de thallium dans l'ampoule, toutes ces raies, sauf λ 2 380, disparaissent quand on ajoute du mercure; mais, en augmentant le thallium, elles reparaissent et finalement deviennent beaucoup plus intenses qu'avec du thallium pur. En ajoutant du mercure, on aperçoit en plus d'autres bandes qui n'apparaissent pas avec du thallium pur et dont trois correspondent aux raies d'émission λ 2 580, λ 2 768, λ 3 776. En accroissant la densité de la vapeur, certaines de ces bandes montrent une dissymétrie marquée, notamment λ 2 768 et λ 3 776 qui s'élargissent du côté le moins réfrangible.

C.-G. ABBOT et F.-E. FOWLER J.-R. — Improvements and new results in solar constant determinations (Améliorations dans la détermination de la constance solaire, nouveaux résultats). — P. 281-289.

J.-S. PLASKETT. — Camera objectives for spectrographs (Objectif de chambres photographiques pour spectrographes). — P. 290-300.

Étude de la surface focale d'une dizaine d'objectifs de spectrographes utilisés avec un ou trois prismes. La plupart de ces objectifs sont des objectifs à deux verres de même nature, qui ne font disparaître que les aberrations de sphéricité, et qui obligent à incliner la plaque.

Pour une dispersion de trois prismes et une chambre à assez long foyer (52 millimètres), deux objectifs sont de beaucoup supérieurs aux autres, le *Chromat* de Zeiss et le *Light Crown* de Brashear. Comme lentilles à court foyer avec trois prismes, le *Tessar de Zeiss* (30 centimètres) et le *Special homocentric* (23 centimètres) de Ross sont bons. Pour les recherches avec un seul prisme, le *Single Material* de Brashear est bien meilleur que les triplets employés ordinairement.

CHARLES-E.-ST. JOHN. — Note on the polarizing effect of cœlostas mirrors
(Note sur l'effet polarisant des miroirs de cœlostas). — P. 304-304.

LOUIS BELL. — Some convenient forms of comparison-prisms
(Quelques formes commodes de prismes de comparaison). — P. 305-307.

Ces formes de prismes suppriment la raie noire qui sépare ordinairement les deux spectres que l'on compare.

FRANK-W. VERY. — Note on atmospheric transmission by night and by day
(Note sur la transparence de l'atmosphère la nuit et le jour). — P. 325-327.

Dans les comparaisons photométriques faites la nuit sur le spectre lunaire, l'auteur n'a pas aperçu de changements provenant de l'altitude de la Lune, et trouve la même loi pour l'absorption atmosphérique que celle obtenue le jour d'après les observations solaires.

FRANK-LAWRENCE COOPER. — Measurements of wave-length of the spark spectra of chromium and calcium; also of the arc spectra of cerium and thorium together with a study of the possible influence of variations of current, capacity, etc., in the spark circuit (Mesures des longueurs d'ondes des raies des spectres d'étincelle du chrome et du calcium, de celles des spectres d'arc du cérium et du thorium; études des influences possibles des variations de courant, capacité, etc., dans le circuit de l'étincelle). — P. 329-364.

Ce mémoire contient des tables très étendues des longueurs d'onde du chrome, du calcium, du cérium et du thorium. Il se termine par la conclusion que, dans le spectre de l'étincelle dans l'air, il n'y a pas de changements de longueurs d'ondes provenant de variation dans les conditions électriques du circuit, sauf ceux provenant des renversements dissymétriques des raies. Il n'y a pas de différence appréciable de longueurs d'onde entre les raies de l'arc et de l'étincelle.

ARTHUR-S. KING. — A further study of the H and K lines of calcium
(Étude supplémentaire des raies H et K du calcium). — P. 381-389.

Compléments aux travaux de l'auteur faits avec le four électrique sur le même sujet (*Astroph. J.*, 27, 353; 28, 389).

Jules BAILLAUD.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXVII; 1908

F. PASCHEN. — Zur Kenntniss ultraroter Linienspektra. I (Normalwellenlängen bis 27000 Å.-E.) [Spectres de raies dans l'infra-rouge. I. (Longueurs d'onde normales jusqu'à 27 000 U. Å.)]. — P. 537-570.

Les spectres étudiés sont ceux de l'hélium, de l'argon, de l'oxygène, du mercure (de l'arc au mercure), du potassium, du sodium et du lithium (dans l'arc). Les mesures ont été faites avec un réseau plan de Rowland et un spectromètre à réflexion. Les longueurs d'onde, réduites au vide, sont exprimées dans l'échelle de Rowland. L'auteur a constaté l'existence de quatre raies (12 796,1; 18 689,1; 18 699,1; 20 587,4) appartenant à deux nouvelles séries indiquées par Ritz pour l'hélium (*Physik. Zeitschr.*, 15 août 1908).

V.-F. HESS. — Ueber eine allgemeine Beziehung zwischen Volumkontraktion und den drei üblichen Formen des Refraktionsvermögens bei Flüssigkeitsgemischen (Sur une relation générale entre la contraction et les trois formes usuelles du pouvoir réfringent des mélanges liquides). — P. 589-623. Une planche hors texte (Extrait des *Comptes rendus des séances de l'Académie impériale des sciences de Vienne*, II^e partie, a, t. CXVII; juillet 1908).

On a donné trois définitions du *pouvoir réfringent* d'un corps :

$$\frac{R'}{D} = \frac{n-1}{D} \text{ (Gladstone); } \frac{R'}{D} = \frac{n^2-1}{n^2+1} \cdot \frac{1}{D} \text{ (Lorenz); } \frac{R'}{D} = \frac{n^2-1}{D} \text{ (Newton).}$$

L'auteur appelle *contraction de pouvoir réfringent* l'expression $\frac{R - R_v}{R}$ où R désigne le pouvoir réfringent d'un mélange de deux liquides calculé d'après son indice de réfraction et sa densité, R_v le pouvoir réfringent calculé d'après la règle des mélanges en fonction de ceux de ses constituants, c'est-à-dire dans l'hypothèse où le mélange se fait sans variation de volume.

Pulfrich a montré⁽¹⁾ que, pour $R' = n - 1$, cette contraction est proportionnelle à la contraction en volume $c = \frac{D - D_v}{D}$ (D_v représente la densité calculée par la règle des mélanges) de sorte que l'on

¹⁾ *Zeitschr. f. physik. Chem.*, t. IV, p. 561; 1889.

peut poser :

$$\frac{R - Rv}{R} = qc.$$

Utilisant des mesures faites par lui-même ou par divers autres physiciens sur des mélanges alcool-sulfure de carbone, benzine-acide acétique, eau-acide acétique, eau-alcool, térébenthine-benzine, eau-solution de chlorure d'ammonium, eau-solution de chlorure de sodium, l'auteur établit :

1° Que cette relation fondamentale est vérifiée pour les deux autres formes R' et R'' , le rapport q de la contraction de pouvoir réfringent à la contraction de volume étant un nombre positif constant. Sa valeur change avec la forme attribuée à R ; mais, pour un même mélange, elle est sensiblement indépendante de la température et de la longueur d'onde de la lumière employée ;

2° Que les formules de mélange modifiées par l'introduction de cette constante, et qui deviennent ainsi :

$$\frac{R}{D} \cdot \frac{1 - qc}{1 - c} (p_1 + p_2) = \frac{R_1 p_2}{D_1} + R_2 \frac{p_2}{D_2}$$

(où p_1 et p_2 représentent les masses et D_1 et D_2 les densités des constituants) permettent de calculer très exactement l'indice de réfraction d'un liquide, même à une température comprise entre deux autres pour lesquelles on posséderait les données nécessaires.

E. GOLDSTEIN. — Ueber Erzeugung von Linienspektren
(Sur la production de spectres de raies). — P. 773-795.

On peut obtenir facilement des spectres de raies aussi riches que les spectres d'arc, en employant une méthode dont voici le principe. La partie inférieure d'un tube à décharges de forme cylindrique reçoit une couche de sel pulvérisée dépassant quelque peu l'électrode, prise comme anode. La décharge, au lieu de traverser la masse du sel, se glisse le long de la paroi, entre cette dernière et le solide, sous la forme d'un faisceau ou d'un filament mince et très brillant ; elle volatilise le sel, et la vapeur formée chassant le gaz qui remplit le tube, les bandes de ce gaz n'existent pas dans le spectre. On obtient de très bons résultats avec une bobine moyenne et un tube de 2 centimètres de largeur, dont l'axe est occupé par un fil d'aluminium de $\frac{3}{4}$

de millimètre de diamètre et 1 centimètre de longueur, que la couche de sel dépasse de $\frac{3}{4}$ à 1 1/2 centimètre ; la pression est réduite à 0^{mm},1 ou moins encore. Avec les sels haloïdes des métaux alcalins, on a le spectre métallique complet. L'adjonction d'une capacité sur le secondaire, ou plus simplement le renversement du courant, fait apparaître les spectres des halogènes. Avec les sels alcalins d'oxacides correspondants, on peut obtenir les spectres de S, Se, Te, P, As, Sb ; un fluosilicate donne le spectre du silicium. Pour avoir les spectres des métalloïdes, on doit employer les sels pulvérisés après fusion et refroidissement ; il suffit de les dessécher pour avoir les spectres des métaux.

Avec les sels alcalino-terreux, les spectres des métalloïdes apparaissent plus facilement, ceux des métaux plus difficilement ; pour avoir ces derniers, il faut rétrécir fortement le tube à décharges,

L'auteur décrit encore un certain nombre de formes de tubes se prêtant à des expériences particulières. Les spectres sont très lumineux, et l'on a pu découvrir des raies nouvelles, non signalées par Kayser et Runge : λ 478 et 457 pour Rb, λ 556 et 523 pour Cs, deux raies voisines de λ 708 et 731,5 pour Sr, enfin de nombreuses raies du soufre, les unes moins réfrangibles que λ 657,9, limite actuellement connue, les autres comprises dans la région connue, et dont les longueurs d'onde sont :

700	678	668,6
694	677	664,5
690	673	662
688	672	659,8
681,5		

A. WINKELMANN. — Ueber einige Erscheinungen, die bei der Beugung des Lichtes durch Gitter eintreten (Sur quelques phénomènes produits par la diffraction de la lumière à travers les réseaux). — P. 905-954.

Devant une lunette réglée sur une fente à l'infini et en lumière homogène, on place un réseau de constante assez grande (réseau découpé dans du papier ; largeur des fentes 0^{mm},5 ; largeur de la partie opaque 1^{mm},6 ; distance focale de la lunette, 300 millimètres). On déplace graduellement l'oculaire, et l'on constate que, pour certaines de ses positions, on peut observer un nouveau système de franges ; on dresse un tableau des valeurs correspondantes de l'écar-

tement des franges dans chaque système, et du déplacement de l'oculaire qui lui a donné naissance (compté à partir de la position initiale).

La théorie de la diffraction permet de calculer la position des plans dans lesquels se forment les franges, ainsi que leur écartement dans ces plans et dans le plan focal. L'accord entre le calcul et l'observation est assez satisfaisant, surtout pour les positions des plans.

On peut également calculer les différences de phases et les intensités correspondant aux maximums dans les différents cas. Si l'on déplace le réseau dans son plan, les franges qui se forment dans le plan focal restent immobiles ; mais les autres se déplacent dans le sens du réseau ou en sens contraire, suivant que leur plan est plus près ou plus loin de l'objectif que le plan focal. On a également étudié l'influence de la diminution de la constante du réseau et de la suppression de l'objectif de la lunette.

W. VOIGT. — I. Ueber singuläre Richtungen in pleochroitischen Kristallen (Sur des directions singulières dans les cristaux pléochroïques). — P. 1002-1022.
II. Ein optischen Paradoxon (Un paradoxe optique). — P. 1023-1024.

I. L'auteur a montré dans un travail antérieur ⁽¹⁾ que dans les biaxes faiblement absorbants, et au voisinage immédiat des axes optiques, il existe quatre directions (axes de torsion, *Windungsachsen*), telles que la vitesse et l'absorption sont les mêmes pour les deux

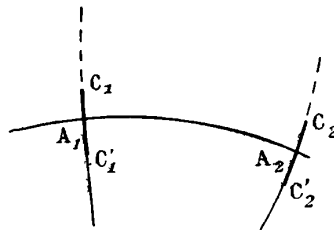


FIG. 1.

ondes se propageant dans ces directions. Dans la *fig. 1*, A_1 et A_2 représentent les traces des axes optiques ; C_1 , C_1' , C_2 , C_2' , les traces des axes de torsion sur une sphère de rayon 1 ; C_1C_1' , C_2C_2' ,

(1) *Ann. d. Phys.*, t. IX, p. 367; 1902; *J. de Phys.*, 4^e série, t. I, p. 817; 1902.

sont les traces de deux plans tels que pour les directions définies par les points des lignes pleines, les vitesses sont les mêmes, mais les absorptions différentes pour les ondes, tandis que pour les points des lignes ponctuées les absorptions sont égales.

Examinant le cas où l'absorption n'est pas très faible (on laisse presque complètement de côté les cristaux tricliniques et partiellement les monocliniques, qui vraisemblablement doivent présenter des phénomènes analogues), l'auteur montre l'existence dans tout cristal pléochroïque de quatre axes de torsion suivant lesquels deux vibrations circulaires de mêmes sens se propagent avec la même vitesse et sont également absorbées. Ces directions peuvent être facilement calculées ou construites à l'aide des triples tenseurs de polarisation et d'absorption caractéristiques du cristal. Il existe entre ces axes des groupes de directions pour lesquelles certaines fonctions des indices d'absorption et de réfraction prennent les mêmes valeurs pour les deux ondes; en particulier, la vitesse et l'absorption sont égales dans des directions groupées sur des surfaces coniques ouvertes se raccordant sans plis le long des axes de torsion. Leur détermination exacte est très pénible, mais il existe un procédé de représentation qui permet dans chaque cas particulier de savoir approximativement ce qui se passe.

II. On pourrait croire que suivant chaque axe de torsion se propage une seule vibration circulaire, et que par conséquent une vibration circulaire, de sens contraire, frappant une face taillée perpendiculairement à l'un des axes, se réfléchirait totalement. Il n'en est rien, parce que les deux vibrations circulaires se propageant avec la même vitesse et la même absorption sont les limites de deux elliptiques de même sens et croisées. La réflexion, comme le montre le calcul dans le cas d'une faible absorption⁽¹⁾, est seulement partielle. *L'équivalence entre deux circulaires de même sens, de même vitesse et de même absorption et une seule circulaire, bien qu'évidente géométriquement, ne s'étend donc pas à tous les cas.*

(1) *Göttinger Nachr.*, 1902, fasc. 5.

MAX. TOEPLER. — I. Neue, einfache Versuchsanordnung zur bequemen subjektiven Sichtbarmachung von Funkenschallwellen nach der Schlierenmethode (Nouvelle disposition expérimentale simple et commode pour rendre visibles les ondes sonores des étincelles par la méthode des stries). — P. 1043-1050 (Une planche hors texte).

II. Zur Kenntnis der Funkenschallwellen elektrischer Oszillationen (Pour la connaissance des ondes sonores des étincelles oscillantes). — P. 1051-1058.

L'étincelle glissante destinée à éclairer fortement la région où se produit l'étincelle principale jaillit entre deux fils reliés à deux bouillottes reliées en cascade, et amenés en contact avec un bâton de craie imbibé d'eau. Description minutieuse de la disposition employée, photographies montrant les ondes sphériques qui entourent l'éclateur, application à l'analyse des étincelles oscillantes.

ERNST DIECKMANN. — Ueber die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der von einem Poulson-Lichtbogen ausgesandten Kurzwelligigen Shallstrahlen (Sur la vitesse de propagation des rayons sonores de faible longueur d'onde émis par un arc de Poulson). — P. 1066-1080 (Dissert. de Berlin, 1908).

L'arc de Poulson, à électrodes cuivre et charbon, refroidies par un courant d'eau, est placé dans une caisse étanche remplie de gaz d'éclairage, et percée des ouvertures nécessaires pour l'observation. Il est disposé au foyer d'un miroir sphérique qui dirige les rayons réfléchis sur un réseau formé de baguettes quadrangulaires de laiton fixées sur un cadre; les faisceaux réfléchis sur le réseau sont reçus par un deuxième miroir sphérique qui les concentre sur un récepteur du type employé par Altberg⁽¹⁾; tous ces instruments sont dans la caisse, seule la lampe et l'échelle pour la mesure des déviations sont à l'extérieur. On déduisait la fréquence des oscillations électriques de la mesure de leur longueur d'onde; la longueur d'onde des vibrations acoustiques était déterminée par l'angle de diffraction; la vitesse de propagation était déduite de ces deux mesures.

La plus petite longueur d'onde sonore mesurée a été de $0^{\text{mm}},589$ (ou $0^{\text{mm}},43$ dans l'air); la fréquence correspondante est de 780 000. La vitesse du son dans le gaz d'éclairage, réduite à 0° , est constante et égale à 455 mètres par seconde pour les fréquences comprises entre 120 000 et 780 000. L'arc de Poulson se prête très bien aux expériences sur la vitesse du son et la limite d'audibilité, parce qu'il

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. II, p. 810; 1903.

n'a pas d'amortissement, ne produit pas d'harmoniques, et permet de déterminer la fréquence des vibrations sonores par des mesures électriques. Il semble que la mesure des longueurs d'onde acoustiques au moyen du réseau constitue une méthode de détermination des longueurs d'onde électriques tout aussi exacte que les autres méthodes connues.

P. LUGOL.

T. XXVIII; 1909.

E. WARBURG et G. LEITHÄUSER. — Leistungsmessungen an Ozonröhren (Mesures de puissance sur les ozoniseurs). — P. 1-16.

Quand un courant alternatif traverse un ozoniseur, le facteur de puissance est toujours plus petit que 1. Il décroît quand l'intensité augmente, croît avec la fréquence, mais seulement jusqu'à un certain maximum.

Les appareils à tube central de métal sont préférables aux appareils en verre, parce qu'ils ont un facteur de puissance plus élevé et en outre fournissent, pour la même force électromotrice, une intensité plus grande.

E. WARBURG et G. LEITHÄUSER. — Ueber die Darstellung des Ozons aus Sauerstoff und atmosphärischer Luft durch Ozonröhren (Ozonisation de l'oxygène et de l'air atmosphérique). — P. 17-36.

Le rendement en ozone, correspondant à une concentration initiale nulle, A_0 , croît un peu plus lentement que la pression. On peut écrire :

$$A_{0,p} = A_{0,760} [1 - (760 - p) \cdot 0,00089].$$

Cette formule donne, pour $p = 160$, pression partielle de l'oxygène dans l'air atmosphérique :

$$A_{0,160} = A_{0,760} \cdot 0,47.$$

Dans un mélange homogène, en repos, d'oxygène et d'ozone, le rendement A est la résultante des deux effets opposés, ozonisation d'une part, destruction de l'ozone d'autre part, produits par la décharge. Il dépend de la concentration suivant une loi théorique assez compliquée.

Le rendement A_0 croît avec la densité du courant en valeur ab-

solue. La dérivée $\frac{dA}{dc}$ du rendement par rapport à la concentration croît aussi en valeur absolue avec la densité du courant, plus vite que A_0 : la concentration limite subit une légère décroissance.

Lorsque le courant n'est pas sinusoïdal, le rendement est, pour une même valeur de l'intensité efficace, proportionnel à l'intensité moyenne.

Le rendement A_0 varie peu avec la température, mais $\frac{dA}{dc}$ croît rapidement quand elle s'élève.

E. MARX. — Experimentelles Verhalten und Theorie des Apparates zur Geschwindigkeitsmessung der Röntgenstrahlen (Etude expérimentale et théorique de l'appareil pour la mesure de la vitesse des rayons de Röntgen). — P. 37-56.

L'auteur discute et justifie les hypothèses théoriques et les propriétés expérimentales sur lesquelles sont fondées les mesures dont il a exposé précédemment les résultats ⁽¹⁾.

C. FISCHER. — Dekrementbestimmung mit kontinuierlichen elektrischen Wellen (Détermination de l'amortissement des ondes électriques continues). — P. 57-75.

Les oscillations primaires sont produites par un arc brûlant dans l'hydrogène entre une tige de charbon et une plaque de cuivre refroidie.

On obtient une fréquence à peu près invariable, en employant une forte self-induction dans le primaire, en évitant que l'arc s'éteigne pendant la durée d'une série de mesures et en maintenant constante la différence de potentiel entre les électrodes.

La courbe de résonance déterminée par l'expérience coïncide avec la courbe théorique calculée en supposant négligeable l'amortissement du primaire.

On peut vérifier cette hypothèse en déterminant l'accroissement d'amortissement que provoque l'introduction dans le circuit primaire d'une résistance supplémentaire de valeur connue.

M. KNUDSEN. — Die Gesetze der Molekularströmung und der inneren Reibungsströmung der Gase durch Röhre (Lois de l'écoulement moléculaire et de l'écoulement avec frottement interne des gaz à travers les tubes). — P. 76-130.

Quand un gaz s'écoule à travers un tube dont les dimensions

(1) Cf. *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 38 ; 1907.

transversales sont petites vis-à-vis de la longueur et vis-à-vis du trajet moyen des molécules gazeuses, on a le « courant moléculaire ».

La quantité de gaz écoulee pendant l'unité de temps, mesurée par le produit pv , est :

$$v_1 = \frac{1}{\sqrt{\rho_1}} \frac{p_1 - p_2}{W},$$

ρ_1 étant le poids spécifique du gaz sous la pression d'une barie, p_1 et p_2 les pressions initiale et finale, W la résistance du tube à l'écoulement,

$$W = \frac{3\sqrt{\pi}}{8\sqrt{2}} \int_0^L \frac{s}{A^2} dl,$$

où s représente le périmètre et A l'aire d'une section située à une distance l de l'entrée du tube.

Cette loi est établie en se fondant sur la loi des répartitions des vitesses moléculaires de Maxwell, et en admettant qu'une molécule heurtant une paroi est renvoyée dans une direction tout à fait indépendante de la direction suivant laquelle elle s'est approchée. Un grand nombre de molécules rencontrant un élément de surface solide sont renvoyées suivant la loi du cosinus.

La loi a été vérifiée par l'expérience, ce qui constitue aussi une vérification des hypothèses théoriques.

Les mesures ont accessoirement démontré que la loi de Mariotte et la loi de Gay-Lussac restent exactes aux pressions très basses.

J. LAUB. — Ueber den Einfluss der molekularen Bewegungen auf die Dispersionserscheinungen in Gasen (Influence des mouvements moléculaires sur la dispersion des gaz). — P. 131-141.

Si on tient compte de ces mouvements moléculaires, on introduit dans les formules de dispersion et d'absorption un terme en $\frac{\bar{v}^2}{c^2}$, \bar{v} étant la vitesse moyenne des molécules, c la vitesse de propagation de la lumière.

On sait d'autre part que

$$\bar{v}^2 = \frac{3RT}{m},$$

en appelant m le poids moléculaire, T la température absolue, R la constante des gaz.

L'effet est donc proportionnel à la température absolue. Il est d'autant plus grand que la densité du gaz est plus grande et que la période de l'onde lumineuse est plus voisine de la période propre des électrons.

M. REINGANUM. — Molekulare Dimensionen auf Grund der kinetischen Gastheorie (Dimensions des molécules déduites de la théorie cinétique des gaz). — P. 142-152.

M. Sirk (¹) a utilisé pour ses calculs les viscosités déterminées par Lothar Meyer et ses élèves; mais ces viscosités sont pour les vapeurs trop grandes, l'écart atteignant jusqu'à 50 0/0. Il en résulte une très grande erreur, car ces viscosités sont élevées au cube dans les calculs.

E. MARX. — Ueber den Einfluss der Röntgenstrahlen auf das Einsetzen der Glimmentladung (Influence des rayons de Röntgen sur le départ de la décharge par lueurs). — P. 153-175.

Les rayons de Röntgen tombent sur l'électrode d'un tube à décharge; en face de cette électrode se trouve un collecteur relié à un électromètre. Si l'électrode est à un potentiel positif, l'électromètre ne reçoit qu'une faible charge positive. Si les rayons frappent l'électrode quand son potentiel est négatif, l'électromètre accuse une forte charge négative.

Toutefois, dans des conditions convenables, on observe que les rayons tombant sur l'électrode positive élèvent le potentiel de décharge.

C'est là le phénomène normal, qui s'explique par l'action des rayonnements secondaires émis par les électrodes quand elles reçoivent les rayons de Röntgen.

P. LUDEWIG. — Zur Theorie des Wehneltunterbrechers (Contribution à la théorie de l'interrupteur Wehnelt). — P. 175-191.

La fréquence des interruptions ne présente aucune discontinuité. Il n'y a pas non plus à distinguer dans le fonctionnement de l'interrupteur un mode purement thermique et un mode purement électrolytique. La gaine gazeuse est toujours formée d'oxygène produit par

(¹) *J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII. p. 389; 1909.

l'électrolyse et de vapeur d'eau produite par le dégagement de chaleur.

Si la quantité de gaz nécessaire pour produire une interruption diminue quand la fréquence augmente, c'est, d'une part, qu'une certaine quantité d'oxygène s'élève le long de la tige pendant l'établissement du courant et que, d'autre part, il reste une certaine quantité de gaz formée pendant la période précédente.

D. MIRIMANOFF. — Ueber die Grundgleichungen der Elektrodynamik bewegter Körper von Lorentz und das Prinzip der Relativität (Equations fondamentales de l'électrodynamique des corps en mouvement d'après Lorentz et principe de relativité). — P. 192-198.

H. MEURER. — Ueber das Verhalten des Entladungsfunkens von Kondensator-kreisen im Magnetfelde bei Atmosphärendruck und im Vakuum (Étincelle de décharge d'un condensateur dans le champ magnétique à la pression atmosphérique et dans le vide). — P. 199-215.

Le champ magnétique n'a aucune influence sur la différence de potentiel nécessaire pour amener la décharge dans l'air à la pression atmosphérique. Mais, dans un gaz raréfié, un champ magnétique de 3800 unités perpendiculaire à la direction de la décharge provoque une augmentation (13 0/0) de cette différence de potentiel, tandis qu'un champ parallèle de même intensité la réduit de 50 0/0.

Dans le champ perpendiculaire, la décharge se fait sous forme de deux bandes, partant chacune de l'une des électrodes, parallèlement aux lignes de force magnétiques.

L. GRUNMACH. — Bestimmung der Oberflächenspannung und anderer physikalischer Konstanten von Essigsäure-Wassermischungen (Détermination de la tension superficielle et d'autres constantes physiques des mélanges d'eau et d'acide acétique). — P. 215-258.

La tension superficielle et la cohésion spécifique de ces mélanges décroissent constamment quand la proportion de l'acide acétique augmente. Elles ne sont donc pas fonctions de la densité, qui, elle, passe par un maximum pour la composition $C^2H^1O^2 + H^2O$.

La viscosité augmente avec la teneur en acide jusqu'au voisinage de la densité maximum et décroît ensuite très rapidement.

Le maximum de l'indice de réfraction ne correspond pas à la densité maximum, mais à une concentration de 87 0/0.

La conductibilité spécifique décroît quand la concentration en

acide augmente à partir de 44 0/0, la conductibilité moléculaire aussi ; et cette variation ne présente rien de particulier aux environs de la densité maximum.

E. KOHL. — Ueber den Michelsonschen Versuch
(Sur l'expérience de Michelson). — P. 259-307.

Étude mathématique dont voici les conclusions :

Pour discuter complètement l'expérience de Michelson, il est indispensable de connaître l'origine des franges.

Dans le cas de l'interférence directe, à cause de la longueur des bras de l'appareil, les rayons interférents n'atteignent plus l'objectif de la lunette. Pour les autres modes d'interférence, la formule de l'interférence directe n'est pas applicable sans modification.

Si les franges sont des franges de diffraction, et si la lumière est monochromatique, on peut énoncer les propositions suivantes :

Le mouvement d'entraînement de l'appareil avec la Terre modifie l'intensité des franges, mais non leur position, pourvu que la distance entre le plan où on observe les franges soit grande relativement à la largeur de l'ouverture lumineuse de la lentille.

L'influence du mouvement de la Terre serait décelée par les variations d'éclat des franges quand on change l'orientation de l'appareil. Les franges disparaîtraient pour une valeur déterminée de la différence de longueur des bras.

En lumière blanche, il peut se produire des déplacements apparents des franges par suite du déplacement du maximum d'intensité ; ces déplacements ne peuvent être calculés. Ils sont d'ailleurs toujours minimes, de même que les variations d'éclat, dès que la différence des longueurs des bras est égale à un assez grand nombre de longueurs d'onde.

L. SILBERSTEIN. — Kritiches zur Elektronentheorie
(Étude critique sur la théorie des électrons). — P. 308-313.

G. JAFFÉ. — Die elektrische Leitfähigkeit des reinen Hexans
(Conductibilité électrique de l'hexane pur). — P. 326-369.

Cette conductibilité a été mesurée par la méthode de la perte de charge. Par des purifications prolongées, on arrive à obtenir un liquide dont la conductibilité est constante.

La conductibilité est de l'ordre de grandeur de celle de l'air, envi-

ron 12,6 fois plus grande que cette dernière. Les deux tiers au moins sont dus à des influences radioactives extérieures ; elle est indépendante de la température, mais varie avec la nature des parois du vase et aussi avec le sens du courant.

Pour une valeur suffisante du champ électrique (supérieure à $200 \frac{\text{volts}}{\text{cm}}$), on obtient un courant de saturation, c'est-à-dire dont l'intensité ne dépend plus de la différence de potentiel.

H. HORIG. — Ueber den Einfluss des Druckes auf die thermoelektrische Stellung des Quecksilbers und der eutektischen Kalium-Natrium-Legierung (Influence de la pression sur le pouvoir thermoélectrique du mercure et de l'alliage eutectique de potassium et de sodium). — P. 371-412.

La force thermoélectrique entre un fil de platine et le mercure est d'environ 10^{-6} volt par degré jusqu'à 150° ; elle est dirigée du mercure au platine en passant par le contact chaud.

Si, dans les mêmes conditions de température, l'élément est soumis à une forte pression, sa force électromotrice varie, par degré et par $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ de pression, de $2,18 \cdot 10^{-10}$ volts, et le courant change de sens.

La force électromotrice de l'élément platine-alliage eutectique de potassium et de sodium varie suivant une fonction parabolique de la différence de température : pour 150° , elle est d'environ $5 \cdot 10^{-6}$ volt par degré, et dirigée de l'alliage au platine par le contact chaud. La pression fait changer le sens de cette force électromotrice et varier sa valeur de $2,13 \cdot 10^{-10}$ volts par $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$.

M. LANE. — Die Wellenstrahlung einer bewegten Punktladung nach dem Relativitätsprinzip (Rayonnement ondulatoire d'un point électrisé en mouvement d'après le principe de relativité). — P. 436-442.

W. DUANE. — Ueber den Wirkungsbereich der α -Strahlen (Rayon d'action des rayons α). — P. 443-445.

Réponse à M. Aschkinass.

A. EINSTEIN et J. LAUB. — Bemerkungen zu unserer Arbeit : Ueber die elektromagnetischen Grundgleichungen für bewegte Körper (Remarques sur notre mémoire : Equations fondamentales de l'électromagnétisme pour les corps en mouvement). — P. 445-447.

W. SEITZ. — Bemerkung zu der B. Walterschen Mitteilung über das Röntgensche Absorptionsgesetz (Remarques sur la note de B. Walter : Loi d'absorption de Röntgen). — P. 448.

F.-C. BLAKE. — Der Einfluss von Temperatur und Quermagnetisierung auf den Gleichstromwiderstand des Wismuts und Nickels (Influence de la température et de l'aimantation transversale sur la résistance du bismuth et du nickel pour les courants continus). — P. 449-475.

Les mesures effectuées entre -192° et $+183^{\circ}$ dans des champs magnétiques de 0 à 36 600 gauss confirment, en les généralisant, les résultats obtenus pour le bismuth par les précédents expérimentateurs.

Pour le nickel, l'augmentation initiale de résistance provoquée par l'aimantation est surtout marquée aux températures basses ($0,2$ O/O à -75°) et est beaucoup moindre à la température ordinaire ou aux températures plus élevées ($0,05$ O/O à $+182^{\circ}$). Mais cette augmentation est due à la composante longitudinale du champ qu'on ne peut annuler rigoureusement.

A. HEYDWEILLER. — Ueber Ionisationswärme und Ionisationskonstante des Wassers (Chaleur d'ionisation et constante d'ionisation de l'eau). — P. 503-512.

L'auteur, en commun avec F. Kohlrausch, calcula ces grandeurs en 1894. Aujourd'hui on possède des valeurs plus exactes des données expérimentales utilisées dans ce calcul.

On trouve, pour la chaleur d'ionisation :

$$s = 14617 - 48,5t \text{ cal.-gr.}$$

La proportion α d'eau dissociée dans 1 centimètre cube est donnée par la formule :

$$\log \alpha = 30,2339 - \frac{3047,3}{T} - 12,125 \log T.$$

La conductibilité K de l'eau pure est représentée par la formule

$$\begin{aligned} \log_{10} K &= 0,0056 - 0,000118(t - 18) \\ &= 30,2339 - \frac{3047,3}{T} - 12,125 \log T + \log [322,4 + 7,80t + 0,0085t^2]. \end{aligned}$$

A.-H. BUCHERER. — Die Experimentelle Bestätigung des Relativitätsprinzip
(Vérification expérimentale du principe de relativité). — P. 513-536.

Les rayons émis par un grain de fluorure de radium traversent un champ électrique F , entre les deux armatures d'un condensateur, champ auquel est superposé un champ magnétique H qui lui est perpendiculaire. On peut régler l'intensité relative de ces deux champs de manière que les déviations qu'ils tendent à imprimer aux rayons se compensent dans l'intérieur du condensateur. Au sortir de ce condensateur, les rayons sont déviés par le champ magnétique qui agit seul et sont reçus sur une pellicule photographique.

Soient u la vitesse des rayons, v celle de la lumière, β le rapport u/v , α l'angle entre la direction des rayons et celle du champ magnétique; la compensation exige, d'après la théorie de Lorentz, que :

$$\beta = \frac{F(1 - \beta^2 \cos^2 \alpha)}{vH \sin \alpha},$$

ou, si on choisit F et H de manière que $\frac{F}{vH} = \frac{1}{2}$:

$$\beta = \frac{1}{1 + \sin \alpha}.$$

Soit m la masse de l'électron; r , le rayon de courbure de sa trajectoire; z la déviation maximum sur la pellicule sensible :

$$\frac{mu^2}{r} = \epsilon Hu,$$

et

$$r = \frac{a^2}{2z} \left(1 + \frac{z^2}{a^2} \right),$$

a étant la distance de la pellicule aux bords du condensateur.

D'après Lorentz :

$$\frac{\epsilon}{m} = \frac{\epsilon}{m_0} (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}},$$

d'où :

$$\frac{\epsilon}{m_0} = \frac{2vz}{(a^2 + z^2) H} \tan(\arcsin \beta).$$

D'après Abraham, en supposant l'électron indéformable,

$$\frac{\epsilon}{m_0} = \frac{2vz}{(a^2 + z^2) H} \left\{ \frac{3}{4\beta} \frac{2\delta - \text{tang hyp } 2\delta}{\text{tang hyp } \delta} \right\},$$

où

$$\beta = \text{tang hyp } \delta.$$

La théorie exacte sera celle d'après laquelle $\frac{e}{m_0}$ est, aux erreurs d'expérience près, une constante, pour toutes les valeurs de β .

Voici les résultats des expériences, comparés aux résultats du calcul :

β	$\frac{e}{m_0}$ d'après Lorentz	d'après Maxwell
0,3173	1,752 10 ⁷	1,726 10 ⁷
0,3787	1,761	1,733
0,4251	1,760	1,723
0,5154	1,763	1,706
0,6870	1,767	1,642

C'est donc la théorie de Lorentz qui s'accorde avec ces expériences.

A. WEHNELT et F. JENTZSCH. — Ueber die Energie der Elektronenemission glühender Körper (Energie de l'émission d'électrons par les corps incandescents). — P. 537-552.

Un fil de platine recouvert d'oxyde de calcium est tendu suivant l'axe d'un cylindre de cuivre, et le tout est enfermé dans un tube où on fait le vide. Ce fil est chauffé par le courant de quelques accumulateurs et est formé de l'une des branches d'un pont de Wheatstone. Dans une série de mesures, on règle l'intensité du courant de chauffe de manière à maintenir au zéro le galvanomètre inséré dans le pont, c'est-à-dire à maintenir invariable la résistance du fil et par conséquent sa température.

On mesure les intensités du courant successivement dans les conditions suivantes :

1° I_1 , quand le cylindre est chargé négativement et l'extrémité négative du fil relié au sol; il n'y a pas d'émission d'électrons par le fil;

2° I_2 , quand le cylindre est chargé positivement et l'extrémité du fil au sol : il se produit une émission d'électrons;

3° I_3 , comme dans le premier cas ;

4° I_4 ; le cylindre est chargé positivement et l'extrémité positive du fil reliée au sol : il y a émission d'électrons ;

5° I_5 , comme dans le premier cas.

On forme les différences :

$$\Delta I_1 = \frac{I_1 + I_3}{2} - I_2,$$

$$\Delta I_2 = \frac{I_3 + I_5}{2} - I_4,$$

La première ΔI_1 représente une valeur par défaut de l'intensité de courant nécessaire pour produire l'énergie absorbée par l'émission des électrons, parce que le courant de saturation provoqué par cette émission s'ajoute au courant de chauffe. La différence ΔI_2 , est, au contraire, une valeur par excès, parce que le courant de saturation se retranche du courant de chauffe.

La moyenne $\frac{1}{2}(\Delta I_1 + \Delta I_2)$ donnera donc une valeur correcte de l'intensité du courant nécessaire pour maintenir la température du fil malgré l'émission d'électrons, c'est-à-dire pour lui apporter une quantité d'énergie équivalente à celle que lui fait perdre cette émission.

Les résultats ne s'accordent pas avec la théorie de Richardson, qui sans doute ne tient pas compte de tous les phénomènes qui accompagnent l'émission d'électrons négatifs par les corps incandescents.

P. GEHNE. — Ueber das Verhalten permanenter Magnete bei Aenderung des äusseren magnetischen Widerstandes (Comment se comportent les aimants permanents vis-à-vis d'une variation de la résistance magnétique extérieure). — P. 553-570.

La variation du flux magnétique dans le circuit magnétique d'un aimant permanent est très faible dans un tore à entrefer étroit, quand la section est petite. Elle devient notable quand la section du tore est assez grande.

Dans un aimant permanent, le flux d'induction dans un tube d'induction *central* est constant dans de très grandes limites.

La résistance magnétique intérieure dans la partie centrale d'un circuit à aimantation permanente est constante, mais il est impossible de concilier sa valeur numérique avec celle qu'on peut admettre pour la perméabilité.

M. BORN. — Die träge Masse und das Relativitätsprinzip
(Masse d'inertie et principe de relativité). — P. 571-584.

C. MÜLLER. — Messung hoher Spannungen und Bestimmung des Funkenpotentials für grosse Schlagweiten (Mesure des différences de potentiel élevées et détermination du potentiel explosif pour de grandes distances). — P. 585-620.

La formule de Warburg, donnant l'intensité du courant par une pointe,

$$i = aV(V - V_0),$$

se vérifie jusqu'à $V = 42000$ volts.

Le retard à la décharge s'observe encore quand on emploie des électrodes de petites dimensions fort écartées. Les ionisateurs (rayons ultra-violet, rayons de Röntgen ou rayons β) font disparaître ce retard, mais ne produisent jamais d'abaissement du potentiel explosif.

La manière dont le potentiel explosif varie avec la distance dépend de la forme des électrodes : elle croît très rapidement avec cette distance, quand les électrodes sont planes (104 000 volts pour 4 centimètres) ; beaucoup moins vite entre les sphères de 5 centimètres de rayon (104 000 volts pour 16 centimètres).

H. WEISS. — Elektromagnetische Wellen in Drähten mit dielektrischer Hülle (Ondes électriques dans les fils enveloppés d'un diélectrique). — P. 651-661.

Les mesures de longueur d'onde vérifient la théorie : il est à remarquer qu'une épaisseur de quelques centimètres est déjà suffisante pour que la longueur d'onde prenne pratiquement la même valeur que si le diélectrique était indéfini.

E. KOHL. — Ergänzende Bemerkung zum Aufsatz : Ueber den Michelsonschen Versuch (Complément à ma note sur l'expérience de Michelson). — P. 662.

E. CUNO. — Ueber Lösungen in Gemischen von Alkohol und Wasser (Sur les dissolutions dans les mélanges d'eau et d'alcool). — P. 663-664.

A. SOMMERFELD. — Ueber die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie (Propagation des ondes dans la télégraphie sans fils). — P. 663-736.

L'objet de cette longue étude mathématique est de décider si l'énergie électromagnétique se transmet sous forme d'ondes

aériennes, analogues aux ondes hertziennes proprement dites, ou d'ondes analogues aux ondes dans les fils.

Les phénomènes dépendent essentiellement de ce que l'auteur appelle la distance numérique.

Cette distance numérique ρ est définie par la distance réelle r et deux constantes k_1 et k_2 caractéristiques des milieux intéressés (air et sol):

$$\rho = \left(\frac{k_1}{k_2}\right)^2 \frac{k_1^2 - k_2^2}{k_1^2} \frac{k_1 r}{2}.$$

Pour chacun des milieux :

$$k = \frac{\epsilon \mu n^2 + i \mu \sigma n}{v^2},$$

ϵ étant la constante diélectrique, μ la perméabilité magnétique, σ la conductibilité électrique, n la fréquence.

Pour les faibles valeurs de ρ , c'est l'effet des ondes aériennes qui est prépondérant; pour les valeurs moyennes, c'est l'effet des ondes superficielles (transmises par le sol), et pour les grandes valeurs de ρ , c'est de nouveau les ondes aériennes dont l'effet prédomine.

Par suite de la courbure de la Terre, les limites de ρ entre lesquelles les ondes superficielles sont prépondérantes s'écartent, aussi bien du côté des ρ croissants que des ρ décroissants.

G. SCHULZE. — Ueber die Maximalspannung der elektrolytischen Ventilzellen (Différence de potentiel maximum supportée par les soupapes électrolytiques). — P. 787-808.

Cette différence de potentiel est celle qui produit une décharge disruptive à travers la couche gazeuse qui recouvre la surface de l'anode. Elle est indépendante de la température et de la densité du courant qui a servi à former la soupape.

E. BASELER. — Polarisation der X-Strahlen nachgewiesen mittels Sekundärstrahlung (Polarisation des rayons X démontrée au moyen des rayons secondaires). — P. 808-884.

Un faisceau de rayons X tombe sur une sphère de paraffine, qui émet alors des rayons secondaires. L'intensité de ces rayons est mesurée dans deux directions, l'une parallèle aux rayons cathodiques qui produisent les rayons X, l'autre perpendiculaire à ces rayons. En désignant par 100 l'intensité que posséderaient les rayons secon-

dares, si elle était uniforme, on trouve qu'elle est 90 dans la première direction, 110 dans la seconde.

La différence est d'autant plus grande que les rayons sont moins pénétrants : elle peut atteindre 16 0/0 avec les rayons très mous.

L'auteur l'attribue à la polarisation des rayons X. La grandeur de cette polarisation change avec la nature du corps qui émet les rayons secondaires ; elle est plus faible avec l'aluminium et n'est pas mesurable avec le plomb.

Elle ne dépend pas de l'angle entre le plan de rayonnement et le plan d'incidence, en appelant plan de rayonnement le plan mené par le rayon et l'axe du faisceau cathodique, plan d'incidence le plan mené par le rayon et la normale à l'anticathode.

Elle varie avec l'angle que font entre elles les directions des rayons cathodiques et des rayons secondaires, elle croît avec cet angle et paraît passer par un maximum quand il atteint 110°.

L'intensité des rayons X, mesurée par celle des rayons secondaires, varie notablement avec cet angle.

L'auteur suppose que les rayons durs sont polarisés, tandis que les rayons mous ne le sont pas. La manière différente dont se comportent les diverses substances dans les expériences relatées s'expliquerait pas ce fait qu'elles absorbent de préférence ou les rayons durs ou les rayons mous.

A. EINSTEIN. — Bemerkung zu der Arbeit von D'Mirimanoff « Ueber die Grundgleichungen... » (Remarque sur le mémoire de D. Mirimanoff : « Equations fondamentales de l'électrodynamique..., etc. »). — P. 885-888.

J. KOENIGSBERGER et K. KILCHLING. — Ueber das Verhalten gebundener und « freier » Elektronen gegen elektromagnetische Strahlung (Propriétés des électrons liés et « libres » vis-à-vis du rayonnement électromagnétique). — P. 889-924.

En s'appuyant sur les théories de l'absorption et sur les données expérimentales, on peut calculer $p \frac{e}{m}$, p étant le nombre par molécules des électrons vibrants, e leur charge, m leur masse.

On trouve que, dans l'éosine iodée, la fuchsine, la cyanine, le bleu normal de Merck, le bleu alcalin, c'est un électron négatif qui produit l'absorption.

On ne considère que l'absorption qu'on peut appeler de première espèce. Elle est caractérisée par les circonstances suivantes : Le maximum d'absorption influe sur le pouvoir réflecteur, le faisant

varier de 5 0/0 au moins, de 80 0/0 au plus. Si le maximum est compris entre 0,1 et 1μ , la valeur de $n\mu$ (notation de Drude) pour la longueur d'onde correspondant au maximum, est comprise entre 0,1 et 2 dans le spectre visible, entre 0,1 et 6 dans l'infra-rouge. La région d'absorption définie par la condition que $n\kappa$ soit inférieur à $1 \cdot 10^{-6}$ comprend au moins $0,2\mu$ à la température ordinaire.

Quand la température s'élève, le maximum se déplace vers les longueurs d'onde croissantes : la bande d'absorption s'élargit et le maximum subit une légère diminution. D'après la théorie de Lorentz, on en conclut à une diminution des forces quasi élastiques et à un accroissement de l'amortissement.

R. GANS et P. GMELIN. — Die Präzisionsmessung starker magnetischer Felder : Etalons der magnetischen Feldstärke (Mesure précise des champs magnétiques intenses : étalons d'intensité des champs magnétiques). — P. 925-974.

L'étalon de champ magnétique est le champ d'un électro-aimant du type Weiss. Ce champ est proportionnel à l'intensité du courant quand celle-ci est comprise entre 0,9 et 0,95 ampère : il est uniforme sur l'étendue d'un cercle de 2 centimètres de rayon.

Pour le mesurer, on l'a comparé à celui d'une bobine auxiliaire sans fer, comparé lui-même au champ d'une grande boussole des tangentes (70 centimètres de diamètre). On a effectué les corrections nécessaires pour tenir compte du défaut d'uniformité du champ de la bobine auxiliaire.

Une seconde méthode consiste à tarer la bobine exploratrice et le balistique au moyen d'un étalon d'induction mutuelle. Cet étalon est formé d'une bobine primaire, en fil nu enroulé dans une hélice qui est creusée sur un cylindre de marbre, et d'un secondaire qui est enroulé sur une carcasse en bois léger, courte, enfilée sur le primaire. On a vérifié que la perméabilité du noyau de marbre ne différerait pas pratiquement de 1.

On calcule aussi les corrections dues aux inégalités de rayon du cylindre de marbre, à la longueur finie de la bobine et à l'épaisseur du fil.

Le primaire employé seul peut servir d'étalon de self-induction.

J. STARK et W. STEUBING. — Spektralanalytische Beobachtungen an Kanalstrahlen mit Hilfe grosser Dispersion (Etude spectroscopique des rayons-canaux avec de grandes dispersions). — P. 974-998.

La répartition de l'intensité dans les raies déplacées par l'effet

Doppler varie avec la chute de potentiel cathodique qui produit les rayons-canaux. Au-dessous de 700 volts, l'intensité présente un maximum peu accusé et un second maximum plus prononcé. Au-dessus de 700 volts, le premier maximum (situé du côté des vitesses décroissantes) se prononce davantage et devient même plus grand que l'autre. Dans celui-ci apparaissent deux maximums secondaires, séparés par un minimum.

Toutefois, si cette répartition se retrouve dans les diverses raies, les courbes d'intensité ne sont pas semblables entre elles. Les intensités de la raie déplacée qui correspondent aux grandes vitesses des ions sont d'autant plus grandes, relativement à celles qui correspondent aux vitesses plus petites, que la longueur d'onde est plus petite.

M. KNUDSEN. — Die Molekularströmung der Gase durch Öffnungen und die Effusion (Ecoulement moléculaire des gaz par les ouvertures et effusion). — P. 999-1016.

Il résulte de la théorie cinétique des gaz que le poids du gaz qui passe à travers une ouverture de surface S pratiquée dans une paroi, qui sépare deux masses gazeuses dont les pressions sont p' et p'' est

$$P = \frac{S}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\rho_1 (p' - p'')},$$

ρ_1 étant le poids spécifique du gaz sous la pression 1. Les expériences ont vérifié cette formule.

A. BECKER. — Ueber die Strahlung und Temperatur der Hefnerlampe (Rayonnement et température de la lampe Hefner). — P. 1017-0000.

La flamme de la lampe Hefner exerce sur les radiations visibles une absorption sélective marquée variant de 13,8 0/0 ($\lambda = 700 \mu\mu$) à 22 0/0 ($\lambda = 500 \mu\mu$).

Cette absorption doit être attribuée aux particules de carbone et en fait, l'allure de la variation de cette absorption avec la longueur d'onde est la même pour la flamme et pour le noir de fumée. Les valeurs absolues de ces absorptions sont même très voisines et paraissent caractériser le carbone indépendamment de son état physique.

La température de la flamme déduite de la comparaison de son rayonnement avec celui du corps noir serait :

$$1703^\circ \text{ ou } 1685^\circ \text{ ou } 1680^\circ.$$

M. LAMOTTE.

SUR LA CONSTITUTION
DE LA CHARGE ÉLECTRIQUE A LA SURFACE D'UN ÉLECTROLYTE⁽¹⁾;

Par M. GOUY.

1. On admet généralement que, lorsqu'on électrise un électrolyte, il s'accumule à sa surface des ions qui rendent le potentiel uniforme dans toute la masse liquide. Cette idée de la charge purement superficielle, qui paraît d'abord très plausible, conduit pourtant à des contradictions singulières, dont voici un exemple.

Considérons deux condensateurs identiques, dont les armatures extérieures sont formées par une solution aqueuse où ils sont plongés. Soient Q et $-Q$ les charges des armatures intérieures, V_1 et V_2 leurs potentiels, p la pression osmotique. Par une opération isotherme et réversible faisons varier Q en fournissant le travail $(V_1 - V_2) dQ$, et faisons varier la concentration en introduisant le volume dv du dissolvant, et fournissant le travail $-p dv$. La variation de l'énergie utilisable sera :

$$(V_1 - V_2) dQ - p dv.$$

Comme c'est une différentielle exacte, il vient :

$$(1) \quad \frac{\partial}{\partial v} (V_1 - V_2) = - \frac{\partial p}{\partial Q}.$$

Mais si $Q = 0$, on a $V_1 = V_2$ par symétrie, et par suite :

$$\frac{\partial p}{\partial Q} = 0.$$

Ainsi une petite charge ne fait pas varier la concentration de l'électrolyte dans son intérieur, aux quantités du 2^e ordre près. Cependant, s'il y avait charge superficielle, il y aurait accumulation, sur la surface de l'électrolyte, de cathions d'un côté, et d'anions de l'autre, soustraits à la masse liquide, qui serait ainsi appauvrie.

2. Un examen plus attentif montre que la charge ne peut pas être purement superficielle. En effet, les ions sont soumis, en outre des actions électriques qui tendent à les accumuler à la surface, à la dif-

¹⁾ Communication faite à la Société française de physique : séance du 18 février 1910.

fusion qui tend à rétablir l'homogénéité qui existait avant la charge⁽¹⁾. Il en résulte un état d'équilibre, que nous allons calculer en unités électrostatiques.

Soient ν_c, ν'_c, \dots , et ν_a, ν'_a, \dots , les valences des cathions et des anions; N_c, N'_c, \dots et N_a, N'_a, \dots sont les nombres d'ions-grammes par unité de volume, loin de la surface. A la distance x de la surface, ces nombres deviennent $N_c U_c, N'_c U'_c, \dots$ et $N_a U_a, N'_a U'_a, \dots$. Soient ρ la densité électrique au point (x) et m la charge de 1 gramme d'ions-hydrogène. On a :

$$(2) \quad \rho = m(N_c U_c \nu_c + N'_c U'_c \nu'_c + \dots - N_a U_a \nu_a - N'_a U'_a \nu'_a - \dots)$$

Les forces étant comptées positivement dans le sens des x croissants, considérons l'équilibre des cathions de la première espèce contenus dans la couche dx . Soit K le pouvoir inducteur du liquide, qui est une constante, la solution étant étendue. Une masse $+1$ placée au point (x) serait sollicitée par la force :

$$\frac{2\pi}{K} \left(\int_0^x \rho dx - \int_x^\infty \rho dx \right) + F,$$

F étant la force produite par les charges extérieures, qui sera constante dans l'intervalle très petit que nous considérons⁽²⁾. Comme, à distance de la surface, il n'y a plus de champ, nous avons :

$$\frac{2\pi}{K} \int_0^\infty \rho dx + F = 0,$$

et par suite en posant :

$$(3) \quad q = \int_x^\infty \rho dx,$$

nous avons, par unité de surface, pour la force électrique exercée sur nos cathions,

$$- \frac{4\pi q}{K} m N_c U_c \nu_c dx.$$

(1) Si, avant la charge, les ions sont distribués inégalement, en raison, par exemple de forces non électriques qui les attirent vers la surface, cette distribution modifiera celle que nous allons calculer; mais nous excluons ce cas pour le moment.

(2) La surface est regardée comme plane, ou du moins son rayon de courbure est très grand vis-à-vis de l'épaisseur de la couche où ρ est sensible.

Pour calculer l'effet de la diffusion, nous pouvons imaginer que la couche dx est enfermée entre deux parois semi-perméables qui arrêtent seulement les cathions considérés. La résultante des deux pressions osmotiques exercées sur cette couche est $-RTN_c \frac{dU_c}{dx} dx$, et l'équation d'équilibre s'écrit (4) :

$$(4) \quad \frac{4\pi qm}{KRT} = -\frac{1}{U_c \nu_c} \frac{dU_c}{dx} = -\frac{d}{dx} \log U_c^{\frac{1}{\nu_c}}.$$

on a de même :

$$(4 \text{ bis}) \quad \frac{4\pi qm}{KRT} = \frac{1}{U_a \nu_a} \frac{dU_a}{dx} = \frac{d}{dx} \log U_a^{\frac{1}{\nu_a}}.$$

Comme à l'infini, tous les U sont égaux à 1, on a, en écrivant toutes les équations telles que (4) et (4 bis),

$$(5) \quad U_c^{\frac{1}{\nu_c}} = U_c' \nu_c^{\frac{1}{\nu_c}} = \dots = U_a^{\frac{1}{\nu_a}} = U_a' \nu_a^{\frac{1}{\nu_a}} = \dots$$

et en ajoutant membre à membre toutes les équations (4) et (4 bis),

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} (N_c U_c + N_c' U_c' + \dots + N_a U_a + N_a' U_a' + \dots) \\ = -\frac{4\pi qm}{KRT} (N_c U_c \nu_c + N_c' U_c' \nu_c' + \dots - N_a U_a \nu_a - N_a' U_a' \nu_a - \dots). \end{aligned}$$

Mais, d'après (2), la parenthèse du deuxième membre

$$= \frac{\rho}{m} = -\frac{1}{m} \frac{dq}{dx}.$$

Il vient donc :

$$N_c U_c + N_c' U_c' + \dots + N_a U_a + N_a' U_a' + \dots = \frac{2\pi}{KRT} q^2 + C^{\text{te}}.$$

Comme pour x très grand, on a $q = 0$, et tous les U égaux à 1, il vient :

$$(6) \quad N_c (U_c - 1) + N_c' (U_c' - 1) + \dots + N_a (U_a - 1) + N_a' (U_a' - 1) + \dots = \frac{2\pi}{KRT} q^2.$$

3. Les équations (5) et (6) donneront tous les U en fonction de q . On peut immédiatement s'en servir pour calculer les valeurs $U_{\infty 0}$,

(1) Les logarithmes sont népériens,

U_{a0} , à la surface en fonction de la charge q_0 par unité de surface, l'indice 0 désignant partout les valeurs prises à la surface.

Les équations (5) nous montrent immédiatement ce qui suit :

1° Si les cathions ont même valence, leurs concentrations restent partout proportionnelles et de même pour les anions. Si les ions ont des valences inégales, ils sont d'autant plus condensés ou raréfiés dans les couches voisines de la surface que leurs valences sont plus grandes ;

2° Les concentrations des ions varient de la manière qui correspond à l'équilibre chimique avec des molécules non dissociées de concentration constante. Ainsi, pour un cation et un anion de même valence, le produit des concentrations $N_c U_c \times N_a U_a$ est constant, d'après (5).

Il devait en être ainsi, car le principe de Carnot exige qu'on ait équilibre chimique aussi bien que physique en chaque point. Sans cela, en effet, dans certaines couches, les ions formeraient des molécules, ce qui entraînerait une circulation perpétuelle d'ions et de molécules.

Il ressort de ce qui précède que, pour les solutions aqueuses, où les ions propres de l'eau sont monovalents et extrêmement rares, on pourra en faire abstraction, puisqu'ils seront partout en proportion négligeable. C'est ce que nous ferons désormais, et nous considérerons le cas d'un seul cation et d'un seul anion, tous les N étant nuls, sauf N_c et N_a .

4. Poisons

$$G = N_c \nu_c = N_a \nu_a.$$

L'équation (6) s'écrit

$$(6 \text{ bis}) \quad \frac{U_c - 1}{\nu_c} + \frac{U_a - 1}{\nu_a} = \frac{2\pi}{CKRT} q^2.$$

Posons

$$\frac{\nu_c}{\nu_a} = n, \quad \text{et} \quad \frac{1}{z} = U_c.$$

On aura, d'après (5),

$$U_a = z^n.$$

L'équation (6 bis) s'écrit :

$$(7) \quad z^{n+1} - z \left(n + 1 + \frac{2\pi \nu_a}{CKRT} q^2 \right) + n = 0.$$

On voit aisément que l'équation en z n'admet que deux racines convenant à la question, c'est-à-dire réelles, positives et se réduisant à l'unité pour $q = 0$; ces racines sont l'une > 1 et l'autre < 1 . On choisira celle qui convient pour que $U_c - 1$ soit du signe de q_0 . Ainsi z est déterminé sans ambiguïté.

Calculons x en fonction de z . On a :

$$x = \int_{q_0}^q \frac{dx}{dq} dq = \int_{q_0}^q \frac{dq}{\rho} = \frac{1}{mC} \int_{q_0}^q \frac{dq}{U_c - U_a} = \frac{1}{mC} \int_{q_0}^q \frac{z}{1 - z^{n+1}} dq.$$

Mais, d'après (7), on a :

$$dq = \frac{n \text{ CKRT}}{q} \frac{z^{n+1} - 1}{z^2} dz,$$

d'où :

$$(8) \quad x = \frac{\text{KRT}}{4\pi m v_c} \int_{z_0}^z \frac{dz}{qz}.$$

q étant exprimé en fonction de z après (7), on aura ainsi l'expression de x en fonction de z .

5. Examinons quelques conséquences de ce qui précède.

Supposons que la charge q_0 vienne à varier, en sorte que z_0 devienne z'_0 , et que x devienne x' ; on aura :

$$x' = x - \frac{\text{KRT}}{4\pi m v_c} \int_{z_0}^{z'_0} \frac{dz}{qz} = x + C^{10}.$$

Ainsi, lorsqu'on aura tracé les courbes représentatives de U_c et de U_a en fonction de x , pour une certaine valeur q_0 , il suffira, si cette valeur vient à changer, de donner aux courbes une translation parallèle à l'axe des x jusqu'à ce que, à la surface, on ait les valeurs de U_c et de U_a qui conviennent, d'après (5) et (6), à la nouvelle valeur de la charge.

Ainsi, avec une certaine charge, on aura, à une certaine profondeur, le même état qu'on aurait à une profondeur moindre, avec une charge plus faible.

Examinons maintenant comment varie x , si l'on donne d'autres valeurs à la concentration C . Supposons que C soit multiplié par β^2 ,

sans que z_0 varie, ce qui implique que q_0 sera multiplié par β , ainsi que la valeur de q qui correspond à un z quelconque. Par suite x sera multiplié par $\frac{1}{\beta}$.

Ainsi, pour passer des courbes de U_c et de U_a relatives à une certaine concentration à celles relatives à une autre concentration, il faut réduire les abscisses dans le rapport inverse des racines carrées des concentrations, et faire ensuite glisser les courbes comme plus haut, jusqu'à ce que q_0 ait sa valeur exacte. La charge est donc d'autant plus localisée au voisinage de la surface que la concentration (en ions) est plus grande.

6. L'expression (8) se calcule aisément quand le rapport n des valences est 1, 2 ou $\frac{1}{2}$. Pour $n = 1$, on trouve :

$$(9) \quad x = \frac{1}{2\sqrt{2}m} \sqrt{\frac{KRT}{C\pi\nu c}} \left\{ \log \frac{\sqrt{U_{c0}} - 1}{\sqrt{U_c} - 1} - \log \frac{\sqrt{U_{c0}} + 1}{\sqrt{U_c} + 1} \right\},$$

d'où il vient, en désignant par α le coefficient de la parenthèse,

$$(10) \quad U_c = \left\{ \frac{\frac{\sqrt{U_{c0}} + 1}{\sqrt{U_{c0}} - 1} e^{\frac{x}{\alpha}} + 1}{\frac{\sqrt{U_{c0}} + 1}{\sqrt{U_{c0}} - 1} e^{\frac{x}{\alpha}} - 1} \right\}^2 = \frac{1}{U_a}.$$

Si l'on a $n = 2$, on trouve :

$$(11) \quad x = \frac{1}{2\sqrt{3}m} \sqrt{\frac{KRT}{C\pi\nu c}} \left\{ \log \frac{\sqrt{2U_{c0} + 1} - \sqrt{3}}{\sqrt{2U_c} + 1 - \sqrt{3}} - \log \frac{\sqrt{2U_{c0} + 1} + \sqrt{3}}{\sqrt{2U_c} + 1 + \sqrt{3}} \right\},$$

et par suite, en désignant par α' le coefficient de la parenthèse,

$$(12) \quad U_c = \frac{3}{2} \left\{ \frac{\frac{\sqrt{2U_{c0} + 1} + \sqrt{3}}{\sqrt{2U_{c0} + 1} - \sqrt{3}} e^{\frac{x}{\alpha'}} + 1}{\frac{\sqrt{2U_{c0} + 1} + \sqrt{3}}{\sqrt{2U_{c0} + 1} - \sqrt{3}} e^{\frac{x}{\alpha'}} - 1} \right\}^2 - \frac{1}{2} = \frac{1}{U_a^2}.$$

Pour $n = \frac{1}{2}$, on permutera dans (11) et (12) les indices c et a .

7. Centre de la gravité de la charge. — Soit ϵ sa distance à la sur-

face. On a par définition :

$$\epsilon = \frac{1}{q_0} \int_0^\infty x \rho dx = - \frac{1}{q_0} \int_0^\infty x \frac{dq}{dx} dx.$$

En intégrant par parties, et remarquant que qx tend vers zéro quand x croît sans limite ⁽¹⁾, on a, d'après (8),

$$(12) \quad \epsilon = \frac{1}{q_0} \int_0^\infty q dx = \frac{1}{q_0} \frac{KRT}{4\pi m v_c} \int_{z_0}^1 \frac{dz}{z} = \frac{1}{q_0} \frac{KRT}{4\pi m v_c} \log U_{c0} = - \frac{1}{q_0} \frac{KRT}{4\pi m v_c} \log U_{c\infty}.$$

La connaissance de ϵ est très utile, car la charge agit, au point de vue du potentiel, comme si elle était concentrée en une couche infiniment mince, en son centre de gravité.

Nous avons vu, en effet, au numéro 2, que la force qui agirait sur une masse $+1$ aurait pour valeur, en chaque point, $-\frac{4\pi q}{K}$. Soit (x_1) un point éloigné de la surface, où le potentiel est V_1 , et soit V_0 le potentiel à la surface. On a donc :

$$V_1 - V_0 = \frac{4\pi}{K} \int_0^{x_1} q dx,$$

ou, en remplaçant dx par sa valeur tirée de (8),

$$(13) \quad V_1 - V_0 = \frac{RT}{m v_c} \int_{z_0}^1 \frac{dz}{z} = \frac{RT}{m v_c} \log U_{c0} = \frac{4\pi}{K} \epsilon q_0,$$

ce qui est conforme à l'énoncé.

8. *Appauvrissement de l'électrolyte.* — Considérons un plan parallèle à la surface, à la distance x_1 , assez grande pour que l'électrolyte n'y diffère plus sensiblement de ce qu'il est à l'intérieur. Si l'électrolyte restait homogène, le nombre des cathions-grammes compris entre la surface et ce plan serait $N_c x_1$ par unité de surface. En réalité ce nombre est $\int_0^{x_1} N_c U_c dx$. En posant :

$$n_c = \int_0^{x_1} N_c U_c dx - N_c x_1 = N_c \int_0^{x_1} (U_c - 1) dx,$$

(1) Nous verrons en effet que q finit par être proportionnel à $e^{-\frac{x}{a}}$ (a constante).

n_c représentera donc le nombre des cathions-grammes qui, du fait de la charge, se trouvent attirés vers chaque unité de surface et appauvrissent ainsi la masse de l'électrolyte (1).

On aura la même formule pour les anions, en remplaçant l'indice c par a .

Remarquons d'abord que l'on a,

$$q_0 = m \left(N_c \nu_c \int_0^{x_1} U_c dx - N_a \nu_a \int_0^{x_1} U_a dx \right) = m (n_c \nu_c - n_a \nu_a).$$

Nous avons aussi, d'après (6 bis),

$$n_c + n_a = C \int_0^{x_1} \left(\frac{U_c - 1}{\nu_c} + \frac{U_a - 1}{\nu_a} \right) dx = \frac{2\pi}{KRT} \int_0^{x_1} q^2 dx,$$

et d'après (8), en remarquant que $z = 1$ au point (x_1) , il vient :

$$(14) \quad n_c + n_a = \frac{1}{2m\nu_c} \int_{z_0}^1 q \frac{dz}{z}.$$

Si les valences sont égales, l'équation (14) donne :

$$n_c + n_a = \frac{1}{m} \sqrt{\frac{CKRT}{2\pi\nu^3 c}} (\sqrt{U_{c0}} + \sqrt{U_{a0}} - 2).$$

Si l'on a $n = 2$, il vient :

$$n_c + n_a = \frac{1}{4m} \sqrt{\frac{CKRT}{\pi\nu^3 c}} \left\{ 2\sqrt{2U_{c0} + 1} - 2\sqrt{3} + \frac{1}{\sqrt{2U_{c0} + 1} - 1} - \frac{1}{\sqrt{3} - 1} + \frac{1}{\sqrt{2U_{c0} + 1} + 1} - \frac{1}{\sqrt{3} + 1} \right\}.$$

Pour $n = \frac{1}{2}$, on remplacera l'indice c par a .

9. Charge modérée ou petite. — Les formules se simplifient beaucoup, quelles que soient les valences, si U_{c0} et U_{a0} sont très voisins de l'unité. Pour des solutions aqueuses centinormales (en ions) ou

(1) Il faut remarquer que, de ce fait, la quantité du dissolvant qui est comprise entre la surface et le plan (x_1) se trouve un peu modifiée. Les données manquent pour tenir compte de cette petite complication.

plus concentrées, cela aura lieu dès que q_0 sera inférieur à 10 unités électrostatiques, ce qui est une charge modérée de condensateur.

Posons :

$$\delta = U_c - 1.$$

Nous avons :

$$U_a = U_c^{-n} = (1 + \delta)^{-n} = 1 - n\delta + \frac{n(n+1)}{1 \cdot 2} \delta^2 \dots$$

L'équation (6 bis) s'écrit en traitant δ comme un infiniment petit ;

$$\delta = q \sqrt{\frac{4\pi\nu_c}{\text{CKRT}(n+1)}},$$

d'où :

$$(15) \quad \frac{U_c - 1}{\nu_c} = - \frac{U_a - 1}{\nu_a} = q \sqrt{\frac{4\pi}{\text{CKRT}(\nu_c + \nu_a)}}.$$

On a :

$$\frac{dz}{z} = (-1 + \delta - \delta^2 + \dots) d\delta,$$

et par suite, d'après (8);

$$(16) \quad x = \frac{1}{2m} \sqrt{\frac{\text{KRT}}{\text{C}\pi(\nu_c + \nu_a)}} \log \frac{q_0}{q}.$$

En posant :

$$a = \frac{1}{2m} \sqrt{\frac{\text{KRT}}{\text{C}\pi(\nu_c + \nu_a)}},$$

il vient donc :

$$(17) \quad q = q_0 e^{-\frac{x}{a}} \quad \text{et} \quad \rho = \frac{q_0}{a} e^{-\frac{x}{a}}.$$

D'après (15), on a $n_c + n_a = 0$; mais si l'on pousse l'approximation plus loin, en tenant compte des termes en δ^2 , il vient :

$$(18) \quad n_c + n_a = \frac{\delta_0^2}{4m} \sqrt{\frac{\text{CKRT}(n+1)}{4\pi\nu_c^3}} = \frac{q_0^2}{2m} \sqrt{\frac{\pi}{\text{CKRT}(\nu_c + \nu_a)}}.$$

De la sorte se trouve expliqué le résultat paradoxal trouvé au début⁽¹⁾.

Ainsi une charge moyenne ou petite consiste en une légère condensation des ions d'un certain signe, et une légère raréfaction des ions de signe opposé, toutes deux s'annulant asymptotiquement quand

¹⁾ On peut vérifier aussi que, en tenant compte de (18), l'équation (1) est toujours satisfaite pour des solutions étendues.

on s'éloigne de la surface. La compensation se fait quant au nombre des ions, et la masse intérieure n'est pas appauvrie.

Il résulte de ce que nous avons vu que cela sera encore vrai pour une forte charge, mais seulement aux profondeurs où q devient assez petit.

La distance ϵ du centre de gravité à la surface est égale à a , ce qui donne en microns, pour des solutions aqueuses d'ions monovalents (1).

Solution décinormale (en ions).....	0 ^u ,00096
Solution millinormale (en ions).....	0 ,0096
Eau pure de Kohlrausch.....	1 ,01

Les intervalles que nous avons à considérer sont donc bien supérieurs aux intervalles moléculaires, dès que la solution est étendue, car on sait qu'une molécule d'eau occupe le volume d'un cube d'environ 0^u,0003 de côté.

10. Charge très grande. — Supposons qu'une des quantités U , par exemple U_c , ait une grande valeur. On a sensiblement d'après (6 bis),

$$U_c = \frac{2\pi\nu_c}{CKRT} q^2,$$

et

$$\rho = mCU_c = \frac{2\pi m\nu_c}{KRT} q^2,$$

d'où :

$$x = \int_q^{q_0} \frac{dq}{\rho} = \frac{KRT}{2\pi m\nu_c} \int_q^{q_0} \frac{dq}{q^2} = \frac{KRT}{2\pi m\nu_c} \left(\frac{1}{q} - \frac{1}{q_0} \right),$$

et

$$U_c = \frac{\frac{2\pi\nu_c}{CKRT}}{\left(\frac{2\pi m\nu_c}{KRT} x + \frac{1}{q_0} \right)^2} \quad (2).$$

On voit que, pour une valeur donnée de $\frac{q_0}{q}$, x tend vers zéro, quand

(1) Données : $K = 80$; $R = 8,32 \cdot 10^7$; $T = 291$; $m = 2,90 \cdot 10^{14}$; C vaut 10^{-4} ; pour la solution déci-normale et $0,9 \cdot 10^{-10}$ pour l'eau pure.

(2) Si U_a était très grand au lieu de U_c , il faudrait remplacer l'indice c par a , et changer le signe du deuxième membre dans l'expression de x .

la charge croît sans limite. L'équation (12) montre que, en même temps, ϵ tend vers zéro.

L'expression (14) devient sensiblement :

$$n_c + n_a = \frac{2\pi}{KRT} \int_0^{x_1} q^2 dx = -\frac{1}{m\nu_c} \int_{q_0}^0 dq = \frac{q_0}{m\nu_c},$$

et par suite on a, comme si la charge était superficielle,

$$n_c = \frac{q_0}{m\nu_c}, \quad n_a = 0.$$

Ces formules ne sont pas rigoureuses, car en profondeur il y a toujours des couches où U_c et U_a ne sont pas tels que l'approximation soit permise, mais l'erreur relative tend vers zéro quand la charge croît sans limite.

Ainsi, lorsque la charge devient très grande, les couches les plus voisines de la surface tendent à devenir prépondérantes. Ces fortes charges n'existent du reste que dans les cas de la polarisation ou des différences de potentiel au contact.

Les formules doivent être interprétées avec précaution lorsqu'on est amené à considérer des intervalles moindres que les distances moléculaires.

11. Corps très pauvre en ions. — Il faut rechercher vers quelles limites tend la formule quand C tend vers zéro, la charge q_0 restant invariable. Comme dans le cas précédent, un des U (par exemple U_c), devient très grand. D'après (13), on a sensiblement :

$$\epsilon = \frac{1}{q_0} \frac{KRT}{4\pi m\nu_c} \left(\log q_0^2 \frac{2\pi\nu_c}{KRT} + \log \frac{1}{C} \right).$$

Ainsi ϵ finit par être proportionnel à $\log \frac{1}{C}$ et croît donc sans limite.

La densité ρ , là où un des U est grand, ne dépend plus de C (¹).

(¹ Il n'y a pas de contradiction entre ces deux faits. Les couches les plus profondes, bien qu'ayant de faibles charges, sont importantes dans le calcul de ϵ , à cause du facteur x qui entre dans son expression.

Il faut remarquer aussi que le liquide doit toujours contenir assez d'ions pour subvenir à la charge.

A la surface même, ρ_0 vaut $\frac{2\pi m v_c}{KRT} q_0^2$, ou $-\frac{2\pi m v_a}{KRT} q_0^2$, suivant son signe, ce qui donnerait $9,4 \cdot 10^3$ avec une charge d'une unité et les données précédentes.

Le résultat le plus saillant de notre travail est ce point que, dans les liquides peu ionisés, la charge occupe une épaisseur assez sensible (plusieurs microns pour l'eau pure et davantage pour d'autres liquides). Il en résulte que, si une lame isolante de pouvoir inducteur K' sépare deux masses liquides, la capacité du condensateur ainsi formé sera diminuée de ce fait, comme si l'épaisseur du diélectrique était augmentée de $2\varepsilon \frac{K'}{K}$. Il est probable que l'expérience serait réalisable avec une lame de mica très mince et un liquide approprié.

LA CONSTANTE DE LA LOI DE STEFAN (1);

Par MM. EDMOND BAUER et MARCEL MOULIN.

1. On sait que le rayonnement qui s'établit à l'intérieur d'une enceinte fermée isotherme dépend uniquement de la température T de cette enceinte et de l'indice de réfraction du milieu. L'énergie qui passe par seconde à travers l'unité de surface et qui est transportée par des radiations dont la longueur d'onde est comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$ est, dans le vide, une fonction de λ et de T :

$$(1) \quad dE = E_\lambda d\lambda = F(\lambda, T) d\lambda.$$

La connaissance de cette fonction a été précisée par deux lois. La première, énoncée par Stefan, démontrée rigoureusement comme conséquence du principe de Carnot par Boltzmann, et vérifiée par un grand nombre d'expériences est la suivante :

$$(2) \quad E = \int_0^\infty E_\lambda d\lambda = \sigma T^4.$$

(1) Communication faite à la Société française de physique : Séance du 3 décembre 1909.

La deuxième loi due à M. Wien est exprimée par la relation :

$$(3) \quad E_{\lambda} = \frac{1}{\lambda^5} f(\lambda \times T);$$

la fonction indéterminée qui y figure étant maintenant une fonction du produit λT .

L'application des principes de la thermodynamique au rayonnement ne permet pas d'aller plus loin. Ce sont en effet les corps matériels présents dans l'enceinte qui peuvent seuls modifier la nature du rayonnement pour l'amener à l'état d'équilibre stationnaire correspondant à la température T . Pour expliciter la fonction f , il est donc nécessaire de faire intervenir les propriétés de la matière. Comme la répartition du rayonnement entre les différentes longueurs d'onde est indépendante de la nature des substances qui se trouvent dans l'enceinte, on peut supposer soit que les électrons qui émettent et reçoivent les radiations sont liés aux molécules et possèdent des périodes propres, soit que tous les électrons sont libres de se mouvoir entre les molécules; autrement dit, on peut admettre que la matière est constituée par un diélectrique parfait ou par un métal parfait.

Malheureusement, le problème qui se pose, au point de vue physique, d'une manière relativement simple, se heurte à des difficultés mathématiques considérables, et n'a pu être résolu d'une manière rigoureuse que dans le cas des grandes valeurs du produit λT , pour lesquelles le champ de la radiation reste pratiquement constant pendant la durée du libre parcours des électrons.

M. Lorentz arrive ainsi à la relation :

$$(4) \quad E_{\lambda} = \frac{4}{3} \pi \alpha V \frac{\lambda T}{\lambda^5},$$

où V est la vitesse de la lumière et α la constante qui lie l'énergie cinétique w des molécules à leur température T .

$$w = \alpha T.$$

D'un autre côté, pour les très petites valeurs du produit λT , l'expérience a montré que la fonction $f(\lambda T)$ est de forme exponentielle (formule de Wien) :

$$5) \quad E_{\lambda} = \frac{C}{\lambda^5} e^{-\frac{c}{\lambda T}}.$$

La fonction f doit donc tendre aux limites, d'une part vers la formule de Wien (3) et d'autre part, vers celle de Lorentz (4). De toutes les relations *qui ont été proposées*, la seule qui satisfasse à ces conditions est celle de M. Planck :

$$(6) \quad E_{\lambda} = \frac{C}{\lambda^5} \frac{1}{\frac{c}{e^{\lambda T}} - 1}.$$

Cette relation est en accord assez bon avec l'expérience (Rubens et Kurlbaum)⁽¹⁾, mais il semble qu'il y ait, dans une certaine région, un écart systématique entre les valeurs théoriques et expérimentales.

Pour arriver à la relation (6) par voie théorique, M. Planck s'est servi des considérations de statistique analogues à celles que fait intervenir la théorie cinétique des gaz. Ses premiers calculs l'avaient conduit à la formule de Wien (3). Dans la forme définitive qu'il a donné à sa théorie, il a introduit une nouvelle hypothèse, un peu arbitraire, qui, si elle se vérifiait dans toutes ses conséquences, nous forcerait à modifier complètement nos idées sur l'éther et sur la propagation des actions électromagnétiques. M. Planck suppose que la structure de l'énergie rayonnante est discontinue et que les différents résonneurs qui constituent la matière émettent et reçoivent des *atomes d'énergie*, dont la grandeur ϵ est d'ailleurs proportionnelle à la fréquence ν du résonnateur qui les contient :

$$\epsilon = h\nu,$$

h étant une constante universelle.

Quoi qu'il en soit, la théorie de Planck relie les constantes C et c à σ et à α par les relations :

$$(7) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{C}{c^4} = \frac{\sigma}{6,4938} \\ \frac{C}{c} = \frac{4}{3} \pi \alpha V. \end{array} \right.$$

On peut remarquer que la formule (6) n'est pas la seule qui jouisse de la propriété de tendre aux limites vers les formes (4) et (5).

2. La connaissance précise des constantes du rayonnement, outre

(1) RUBENS et KURLBAUM, *Ann. der Phys.*, 4, p. 649; 1901.

une utilité pratique évidente, présente donc actuellement un grand intérêt théorique. En particulier on pourra comparer la valeur de α qu'elles fournissent avec celles qu'ont donné des méthodes absolument différentes.

Il a déjà été fait un grand nombre de déterminations de ces constantes. Elles ont donné pour α des valeurs du même ordre de grandeur que les autres méthodes, parmi lesquelles les plus certaines sont celles de M. Perrin⁽¹⁾ (mouvement brownien), de MM. Regener et Rutherford (particules α)⁽²⁾. Bien que ces deux méthodes semblent l'une et l'autre très précises, elles présentent entre elles un écart systématique d'environ 15 0/0, qu'il est assez difficile d'interpréter actuellement.

La détermination de α par les phénomènes de rayonnement est également susceptible d'une grande précision. Cependant pour la constante σ qui fait l'objet du présent travail, les valeurs qui ont été trouvées jusqu'ici par différents expérimentateurs, présentent entre elles des écarts de 15 à 20 0/0.

Comme on peut le voir dans le tableau suivant :

		σ (watts sec ⁻¹ degré ⁻⁴)
Lehnebach	1874	4,38 . 10 ⁻¹²
Kundt et Warburg.....	1875	4,62
Graetz.....	1880	4,5
Christiansen.....	1883	5,04
Kurlbaum ⁽³⁾	1898	5,32
Scheiner ⁽⁴⁾	1908	4,8
Féry ⁽⁵⁾	1909	6,3
Todd ⁽⁶⁾	1909	5,4

Il nous a donc semblé nécessaire de faire une nouvelle détermination σ .

3. Les procédés que l'on peut utiliser sont de deux types.

On peut : 1° mesurer l'énergie que perd, par rayonnement dans le vide, un corps noirci ;

(1) J. PERRIN, *Ann. Chim. et Phys.* ; septembre 1909.

² RUTHERFORD, *le Radium*, 1908, p. 257 ; REJENER, *le Radium*, janvier 1910, p. 8.

³ *Wied Ann.*, 65, p. 746 ; 1898.

(4) J. SCHEINER ; *Pub. d. astrophys. Obs. Potsdam*, 18, Nr. 53, 1908.

(5) CH. FÉRY ; *Ann. Chim. et Phys.* ; 17, p. 267, 1909.

(6) *Proc. Roy. Soc.* ; 1909. — M. Todd ne tient pas compte du pouvoir absorbant de la surface réceptrice (0,94). En en tenant compte, on trouve 5,8. Ses expériences avaient d'ailleurs pour objet la détermination de la conductibilité des gaz.

2° Mesurer l'énergie envoyée par un corps noir chaud sur un autre corps noir plus froid fonctionnant comme récepteur.

Lorsqu'on s'est aperçu que, pour réaliser un corps *parfaitement noir*, il fallait recourir à l'enceinte isotherme de Kirchoff, on a dû renoncer aux méthodes du premier type.

Avec les autres méthodes il fallait pouvoir mesurer en valeur absolue l'énergie, extrêmement faible, reçue par le récepteur. Pour cela, on a pris comme récepteur une lame noircie dont on déterminait l'élévation de température, soit en mesurant la variation de sa résistance électrique (bolomètre, Kurlbaum), soit à l'aide d'un couple thermo-électrique (Angström, Scheiner). Il suffisait de chercher ensuite combien de watts il fallait dépenser dans la lame pour y produire, la même élévation de température. Avec une telle méthode, l'emploi d'un récepteur rigoureusement noir (enceinte creuse) était impossible.

M. Kurlbaum avait noirci sa lame bolométrique avec du noir de platine qui semble assez bon conducteur de la chaleur pour que la couche absorbante soit très sensiblement en équilibre de température avec le métal sous-jacent; de plus, quoique ce récepteur ne fût pas rigoureusement noir, il était cependant possible de tenir compte de son pouvoir absorbant. M. Kurlbaum a déterminé ultérieurement ⁽¹⁾ ce pouvoir absorbant en mesurant le rapport du pouvoir émissif du noir de platine à 100° à celui d'un corps noir (enceinte creuse à la même température). Il n'est pas certain que le pouvoir absorbant soit le même à 100° ou à 20°, et d'ailleurs M. Kurlbaum ne dit pas s'il en a tenu compte.

M. Féry a cherché à réaliser un récepteur noir en employant un cône creux noirci à l'intérieur et dans lequel il se produit des réflexions multiples assurant une absorption pratiquement complète du rayonnement.

Toutefois au lieu d'une réflexion régulière, il se produit une diffusion. On peut évaluer l'erreur *maxima* qui en résulte, si l'on suppose que la diffusion s'effectue uniformément dans toutes les directions et qu'un rayon diffusé qui rencontre de nouveau la paroi subit une absorption complète ⁽²⁾. Le calcul, qui est trop long pour pouvoir être reproduit ici montre que, pour un cône de 60°, il sort à peu

(1) *Wied. Ann.*, **67**, p. 846; 1899.

(2) Si la couche de noir renvoie 10 0/0 de l'énergie incidente, l'énergie renvoyée après une deuxième réflexion n'est que le centième de l'énergie initiale.

près la moitié de l'énergie qui serait renvoyée par une surface plane de même étendue que l'ouverture du cône. M. Féry a trouvé que pour le noir de fumée un plan renvoie au maximum (pour les grandes longueurs d'ondes) 4 à 5 0/0 de l'énergie qu'absorberait un cône de 60° il s'ensuit que, si la diffusion était parfaite, ce cône renverrait aussi 4 à 5 0/0 de l'énergie incidente. Or la diffusion n'est pas parfaite, il y a une direction privilégiée autour de la direction de réflexion régulière, surtout quand l'incidence est rasante. On peut donc admettre, pour le cône de 30° que M. Féry utilisait dans sa dernière série d'expériences, que l'erreur devait être inférieure à 1 0/0.

Par contre, une difficulté importante intervient dans l'étalonnage de ce récepteur conique. Pour l'étalonnage, M. Féry enroulait autour du cône un fil isolé; il est difficile d'admettre, malgré le revêtement poli qui le recouvrait, que la répartition des températures était la même quand le cône était chauffé par l'intérieur au moyen de la radiation ou par l'extérieur au moyen du courant. Dans ces conditions, l'expérience devait conduire probablement à une valeur trop grande pour la constante σ .

4. Pour éviter cette cause d'erreur, nous avons effectué l'étalonnage du récepteur conique à l'aide du rayonnement provenant d'une lame de platine chauffée au rouge, rayonnement qui peut être facilement déterminé en plaçant la même lame dans le vide et en mesurant l'énergie qu'il faut y dépenser pour maintenir sa température constante.

Le récepteur conique sert ici d'instrument de comparaison, il n'est donc pas nécessaire qu'il soit parfaitement noir si les rayonnements à comparer sont de composition peu différente; cependant, pour plus de certitude, nous avons préféré utiliser un récepteur aussi noir que possible.

5. Le mode opératoire le plus simple et le plus précis consisterait à placer dans le vide le récepteur et la lame de platine, de façon à faire toutes les expériences dans les mêmes conditions.

Malheureusement nous avons dû reculer devant la dépense et employer une méthode détournée dont le principe est le suivant :

1° Une bande de platine est chauffée dans le vide à l'aide d'un courant électrique, et l'on détermine l'énergie w qu'il faut dépenser par

centimètre carré de sa surface pour la maintenir à une température θ .

Pour éliminer l'influence des bouts, on ne fait porter les mesures que sur une partie de la région médiane (uniformément chaude) de la lame.

2° La même lame est ensuite placée dans l'air devant le récepteur et portée à la température θ . On mesure l'élévation de température du récepteur au moyen d'un couple fer-constantan. Cette élévation de température est proportionnelle à l'énergie reçue.

On peut remarquer qu'il est inutile de connaître avec précision la température θ , il suffit de la réperer à l'aide de la résistance. On peut calculer θ avec une approximation suffisante pour tenir compte de la dilatation.

3° On remplace alors la lame de platine par un four électrique, et l'on mesure la nouvelle élévation de température du récepteur.

4° Si l'émission du platine obéissait à la loi du cosinus, il serait alors facile de calculer les watts émis par le four.

Nous avons d'abord admis, à la suite des expériences de Möller (1) et de Knoblauch (2), qu'il en était ainsi; mais des expériences directes nous ont montré que cette hypothèse était inexacte et nous ont permis de faire la correction nécessaire.

6. Récepteur. — Nous avons employé comme récepteur un télescope pyréliométrique qui avait été mis obliquement à notre dis-

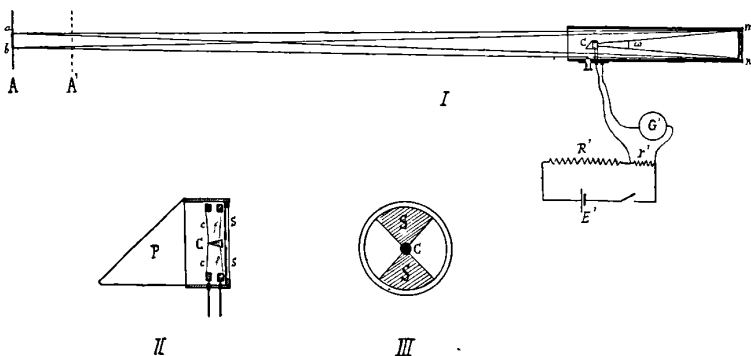


FIG. 1.

position par M. Féry. Cet appareil représenté (fig. 1) comporte un

(1) MÖLLER, *Wied. Ann.*, 24, p. 66; 1885.

(2) KNOBLAUCH, *Wied. Ann.*, 1, p. 1; 1877.

petit cône C(II) maintenu par de petits rubans de fer et de constantan f et c) et formant par conséquent la soudure d'un couple thermoélectrique. Ces fils sont fixés d'autre part sur deux couronnes de laiton placées dans une petite boîte et qui sont reliées à deux bornes. Le miroir mn , de 65 centimètres environ de foyer et de 11 centimètres de diamètre, forme l'image de la lame de platine ou de l'ouverture du four sur ce cône. Les fils f et c sont protégés par des écrans SS (II et III), de sorte que le cône est seul exposé au rayonnement. Le prisme P sert à la mise au point.

Le montage en télescope du récepteur est précieux en ce sens qu'il évite l'emploi de tout écran limitant l'ouverture du four, puisque le cône ne reçoit que l'énergie émise par la surface qu'il découpe dans l'image. Il est facile de montrer que l'éclat de l'image est égal, à l'absorption près du miroir, à l'éclat e de l'objet visé ; si s est la surface de base du cône et ω l'angle solide sous lequel ce cône voit le miroir l'énergie reçue est :

$$e\omega s,$$

à condition que le cône soit entièrement couvert par l'image.

Il est facile de voir également que la mise au point n'a qu'une importance secondaire si l'objet est assez grand pour que son image couvre largement la soudure. Si, en effet, on suppose que le télescope est pointé sur le plan A, de façon que l'image de ab couvre exactement la soudure, l'énergie reçue sera la même si l'objet vient en A' et s'il est assez large pour être rencontré par les différents rayons tracés sur la figure. Si l'objet visé est assez étendu, la tolérance est assez grande pour qu'il ne résulte aucune erreur de l'incertitude de mise au point. Dans nos expériences, la distance du télescope à l'objet était de 6 mètres et l'image d'un cercle de 8 à 9 millimètres couvrait entièrement le cône ; les lames de platine avaient 13 millimètres de largeur et l'ouverture du four 12 millimètres. Nous avons vérifié que la force électromotrice thermo-électrique était proportionnelle à l'angle solide ω dans des limites supérieures à l'incertitude de mise au point. Nous laissons d'ailleurs constant le tirage de l'instrument et nous plaçons au même endroit le four électrique et la lame.

7. **Étalonnage.** — L'étalonnage de ce télescope a été fait comme il est dit plus haut au moyen d'une lame de platine dont on avait déterminé le rayonnement par des mesures faites dans le vide.

La principale difficulté que nous avons rencontrée dans ces expériences provient de ce que la résistance de la lame et l'état de sa surface varient avec le temps lorsqu'on la chauffe. La surface primitivement polie tend à devenir mate, comme on peut le voir sur les microphotographies de la *fig. 2*, où le cliché I montre l'état de la surface avant la chauffe et le cliché II après plusieurs séries d'expériences.

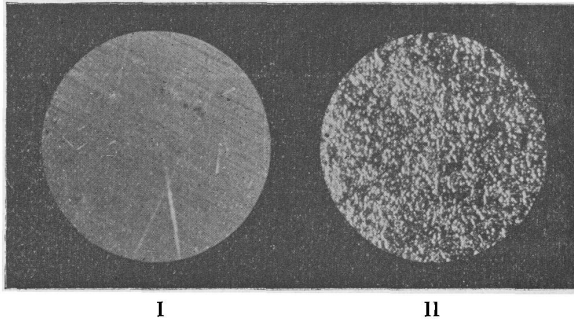


FIG. 2.

Pour cette raison, nous avons dû effectuer des mesures croisées dans le vide et dans l'air, ce qui nous a obligés à employer, pour toutes nos expériences, des lames larges dans lesquelles passaient des courants allant jusqu'à 50 et 60 ampères.

Les lames avaient une longueur de 10 à 11 centimètres et une largeur de 13 millimètres environ; leur épaisseur était de $0^{\text{mm}},03$ et $0^{\text{mm}},04$. Lorsque la lame est chauffée verticalement, même dans l'air, on constate que son éclat est uniforme ⁽¹⁾ sur une longueur de 6 à 7 centimètres dans la région centrale. Dans l'air, la région non uniforme est plus grande en bas qu'en haut à cause de la convection.

Pour mesurer la résistance d'une portion de la région uniforme, nous avons soudé sur la lame P deux fils de platine très fins *p* (voy. *fig. 3* et *4*), de $0^{\text{mm}},05$ de diamètre distants de 2 centimètres environ et qui ne produisaient qu'un refroidissement négligeable. Nous avons d'ailleurs vérifié que ces sondes n'introduisaient pas de perturbations appréciables à l'aide d'un troisième fil, soudé sur la lame à $0^{\text{cm}},5$ environ au-dessous du fil inférieur. En effectuant des mesures croisées entre le fil central et les deux autres, nous avons obtenu les mêmes

(1) A condition qu'elle soit au moins au rouge.

résultats. Par la suite nous avons supprimé le troisième fil, qui compliquait les expériences.

8. La fig. 3 donne le schéma des montages électriques destinés à la mesure de la résistance R et du courant.

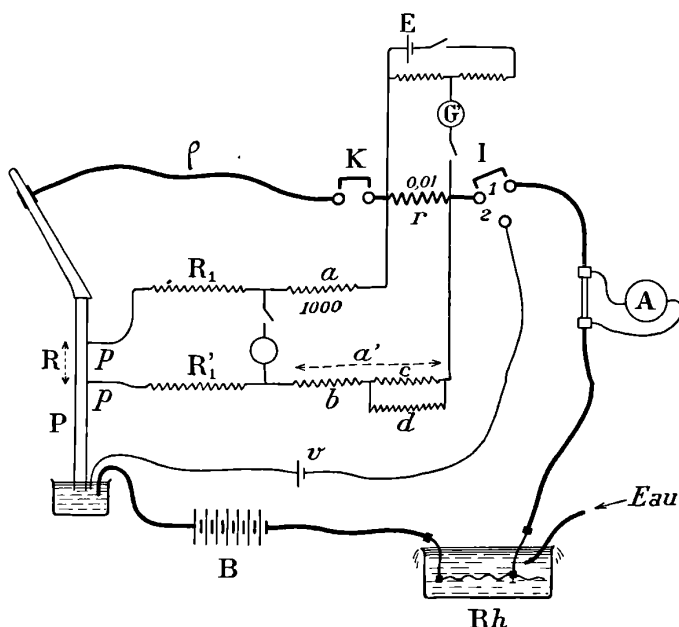


FIG. 3.

Le courant fourni par une batterie d'accumulateurs B traversait la lame de platine et une résistance étalon r de $0,01$ ohm plongée dans un bain de pétrole. Ce courant pouvait être réglé à l'aide du rhéostat Rh constitué par un fil de nickel plongé dans un courant d'eau, la résistance R de la partie de la lame comprise entre les deux sondes p était mesurée au moyen du pont double de Thomson R, a, R_1, a' .

On sait que si les résistances du pont satisfont à la relation de Wheatstone

$$(8) \quad \frac{R_1}{R_1'} = \frac{a}{a'}$$

on a aussi, quand l'équilibre est obtenu au galvanomètre G :

$$\frac{R_1}{R'_1} = \frac{a}{a'} = \frac{R}{r},$$

quelle que soit la résistance intermédiaire ρ .

En réalité, il est nécessaire que ρ soit aussi petit que possible. En effet, il est facile de montrer qu'un dérèglement donné du système R_1, R', a, a' , a d'autant plus d'influence sur la mesure au pont de Thomson que ρ est plus grand. Dans notre montage, cette résistance était trois fois plus grande que la résistance r ; il fallait donc réaliser le réglage (8) des résistances du pont aussi parfaitement que possible pour obtenir une mesure précise de la résistance R et un repérage exact de la température de la lame.

Comme les boîtes de résistance ne sont réglées qu'au millième nous avons schunté une partie c de la résistance a' , à l'aide d'une boîte d .

On opérât alors de la manière suivante :

On réglait d'abord approximativement le pont de Thomson à l'aide des résistances R_1 et R'_1 , en maintenant égales ces deux résistances (aux erreurs des boîtes près), suivant la méthode habituelle. Puis on coupait le courant en I, on enlevait le cavalier K et on plaçait le cavalier I en (2) (1). On formait ainsi un pont de Wheatstone (les résistances r et R étant négligeables devant les autres résistances qui étaient de l'ordre de 1.000 ohms) que l'on réglait en faisant varier le shunt d . Quand le réglage était obtenu [relation (8)], on faisait passer de nouveau le courant dans la lame et l'on achevait le réglage du pont de Thomson. Il suffisait alors d'agir sur les bobines des ohms et un second réglage n'était pas nécessaire,

On avait alors :

$$\frac{R}{r} = \frac{R_1}{a}.$$

Il suffit que les résistances R_1 et a soient exactes en valeurs relatives. La boîte qui nous servait était une boîte à pont Carpentier pour laquelle nous n'avons trouvé que des écarts inférieurs au millième entre les différentes bobines ; a était pris sur l'un des bras de pont de cette boîte.

(1) Pour remplacer la batterie B de 25 volts par un seul accumulateur v . Même avec un seul accumulateur sur 2.000 ohms, le réglage était assez délicat, parce que les boîtes étaient formées de bobines paraffinées qui chauffent et varient.

Dans ces conditions, la résistance R était connue au millième.

Pour les expériences dans le vide, on mesurait en même temps le courant à l'aide du potentiomètre indiqué sur la figure.

9. *Expériences dans le vide.* — Pour mesurer l'énergie rayonnée par unité de surface de la lame de platine dans le vide, il fallait mettre cette lame dans une enceinte à parois parfaitement absorbantes et maintenues à température connue. Nous avons d'abord essayé d'employer une enceinte métallique noircie; mais la nécessité de voir ce qui se passe à l'intérieur nous a conduits à nous servir d'un ballon de verre en plaçant la lame de telle manière que les rayons réfléchis ne puissent revenir sur elle qu'après un nombre de réflexions suffisant pour qu'ils soient pratiquement absorbés.

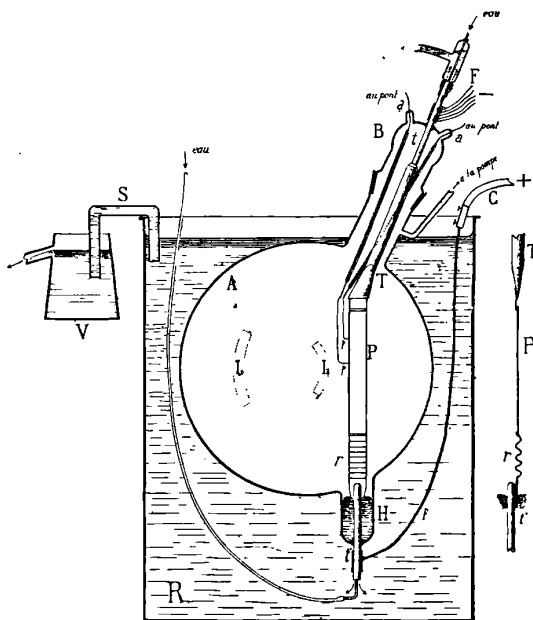


FIG. 4.

Pour réaliser cette condition, nous avons excentré la lame comme le montre la *fig. 4*, en la plaçant dans un plan diamétral; de cette manière, la première caustique se faisait en I_1 et la deuxième (après deux réflexions) en I_2 ; nous n'avons pas pu voir la troisième. Le pouvoir réflecteur global du verre étant au maximum de 10 0/0

(40/0 d'après la formule de Fresnel $n = 1,5$) l'intensité des rayons qui venaient former la première image était au plus égale au dixième de l'énergie émise, elle était inférieure au centième pour la seconde et au millième pour la troisième. Pratiquement tout se passait comme si la lame avait été placée dans une enceinte à parois parfaitement absorbantes. Le ballon A était placé dans un récipient R où circulait un courant d'eau froide (11 à 13°).

La lame de platine était fixée à l'extrémité d'un tube de cuivre T soudé à un tube de platine t qui était lui-même soudé dans le bouchon rodé B. Ces tubes étaient refroidis intérieurement par un courant d'eau.

Pour plus de commodité, le courant était amené à la partie inférieure de la lame par du mercure H. Dans les premiers essais, ce mercure avait chauffé malgré le refroidissement extérieur et était venu se condenser sur les parois du ballon. Nous avons dû, pour éviter cet inconvénient, amener le courant par un tube t' en platine dans lequel circulait un courant d'eau refroidie vers 0° et souder à la partie inférieure de la lame de platine P une lame de cuivre r plissée, assez épaisse pour qu'elle s'échauffe peu et assez longue pour qu'elle apporte peu de chaleur au mercure par conductibilité⁽¹⁾. Dans ces conditions, nous n'avons observé, après plusieurs séries d'expériences, aucune trace de vaporisation du mercure, très facile à déceler par le noircissement du ballon.

Les sondes p étaient reliées à l'extérieur par des fils de platine a et a' gainés dans du verre⁽²⁾.

10. La puissance dépensée dans la région utile de la lame, comprise entre les deux sondes, était donnée par le produit Rl^2 (n° 8). Il suffisait de connaître la surface intéressée pour calculer la puissance rayonnée par centimètre carré.

Les surfaces des lames à froid ont été mesurées à la machine à diviser. On déterminait, d'une part, la distance des deux sondes et, d'autre part, la largeur de la lame en effectuant de distance en distance une série de mesures dont on prenait la moyenne. La largeur était constante à moins de 0,5 0/0 près et la surface était connue au

(1) Si cette lame de cuivre est trop lourde, la lame se courbe dans le sens latéral en forme de selle. Si elle est trop légère, la lame se gondole. Dans nos dernières séries d'expériences, elle était bien tendue.

(2) Les fils étaient au nombre de trois, deux seulement sont figurés, le troisième a servi pour les expériences de contrôle décrites au paragraphe 7.

millième. Comme on le verra plus loin, nous avons opéré avec des surfaces d'étendues différentes en modifiant la position des sondes p . La surface de la tranche des lames étant très petite, la surface totale était le double de la surface ainsi mesurée à quelques millièmes près.

Cette surface devait être corrigée pour tenir compte de la dilatation. Pour effectuer cette correction, il fallait connaître la température de la lame. Nous avons calculé cette température d'après la variation de résistance en admettant la formule de MM. Holborn et Day (*Ann. der Phys.* 4, p. 104; 1904).

$$R = R_0 (1 + 8,868 \cdot 10^{-6} \cdot t + 1,324 \cdot 10^{-9} t^2).$$

et un coefficient de dilatation superficielle égal à 0,00002 d'après les données de MM. Le Chatelier et Seliwanow ⁽¹⁾.

Cette correction ayant toujours été inférieure à 3 0/0, il suffisait de la connaître à quelques pour cent près.

Si S est la surface totale de la lame ainsi corrigée, l'énergie perdue par cette lame est, par centimètre carré et par seconde :

$$w = \frac{RI^2}{S},$$

R étant sa résistance.

11. *Expériences dans l'air.* — Après avoir effectué une série de mesures dans le vide, pour différentes températures, on sortait la lame du ballon et on disposait le bouchon dans un support, de manière à la laisser tomber verticalement, la partie inférieure de lame de cuivre r plongeant dans un godet de mercure refroidi par un courant d'eau. Pour éviter les courants d'air qui donnent des variations gênantes, mais sans effet sur le résultat des mesures, nous avons disposé de part et d'autre de la lame des écrans noircis et refroidis, orientés de telle sorte qu'ils ne puissent pas lui renvoyer par réflexion diffuse le rayonnement qu'ils en recevaient.

Le télescope était pointé sur la région de lame comprise entre les deux sondes, l'axe du télescope faisait avec la normale un angle de 13° (on en verra plus loin la raison, n° 16).

On mesurait alors simultanément, pour différentes températures la

¹⁾ LE CHATELIER, *C. R.*, 108, p. 1096; 1889; SELIWANOW, *Journ. Soc. phys. chim. russe*, 23 p. 152; 1891.

résistance R (avec le même montage que pour les mesures dans le vide) et d'autre part à l'aide du potentiomètre $R' r'$ (*fig. 1*), la force électromotrice thermo-électrique v de la soudure du télescope. On notait en même temps le courant à l'ampèremètre.

12. Résultat de l'étalonnage. — Si l'on trace la courbe des forces électromotrices v mesurées au télescope en fonction de la résistance de la lame pour une série de températures croissantes, puis, pour une série de températures décroissantes, on constate que les deux courbes ne coïncident pas. Il en est de même dans le cas des expériences dans le vide (w en fonction de R).

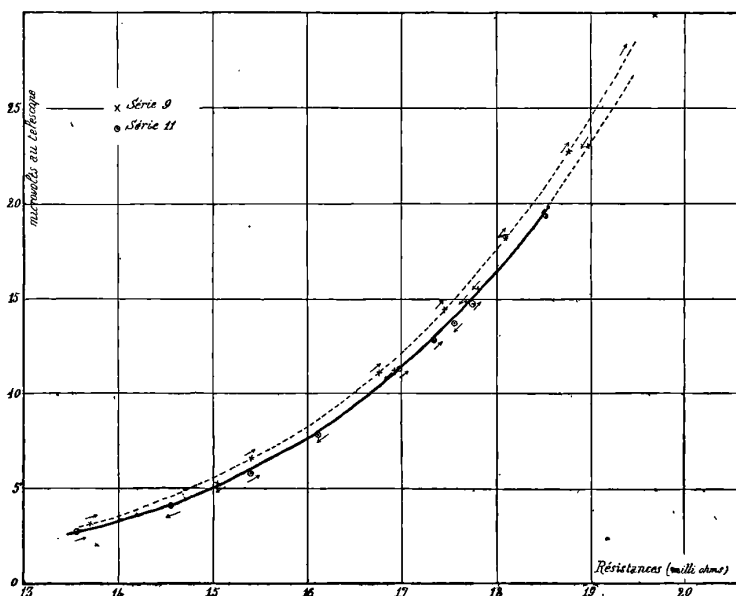


FIG. 5.

Dans certains cas, nous avons trouvé que la résistance de la lame à froid ⁽¹⁾ avait varié ; dans d'autres cas, la résistance à froid restait la même et seul l'état de la surface s'était modifié (n° 7). La *fig. 5* montre nettement cet écart des deux courbes (série 9).

⁽¹⁾ Nous mesurons cette résistance à froid en plongeant la lame dans un bain d'alcool agité par un courant d'air. Nous la déterminons de temps en temps pour contrôler les expériences.

En examinant de près ces courbes, on voit que la modification se produit surtout aux températures élevées. Quand la lame a été chauffée déjà un certain temps, on peut obtenir des points qui se placent sur la même courbe, en montant et en descendant, à condition de ne pas trop prolonger les expériences et de toujours se maintenir au-dessous d'une certaine température. On a observé cette condition dans la série 10, qui a été faite dans le vide, et l'on peut voir que les points de la série 11 se placent tous très près de la courbe descendante de la série 9.

Pour éviter toute incertitude, nous avons toujours effectué des séries croisées, encadrant une série dans le vide par deux séries faites dans l'air, dont on prenait la moyenne, ou inversement.

13. Pour chaque valeur de la résistance R de la lame, on connaît donc l'énergie w perdue au total, par l'unité de surface de la lame, et la force électromotrice donnée par le télescope, qui correspond au rayonnement émis dans un angle solide ω (n° 6) dans une direction qui fait, avec la normale, un angle voisin de 13° . Il est alors facile de tracer la courbe représentant les valeurs de v en fonction de w .

Si l'énergie perdue par la lame l'était tout entière par rayonnement, on devrait obtenir une droite passant par l'origine, puisque la soudure, ne s'échauffant jamais de plus de 1° , la force électromotrice v est proportionnelle à l'énergie reçue⁽¹⁾. Dans nos expériences, il n'en était pas tout à fait ainsi, parce que le vide n'avait pu être poussé suffisamment loin pour supprimer complètement les pertes par conductibilité du gaz résiduel; mais, comme on va le voir, il nous a été facile d'en tenir compte.

La lame de platine chauffée dans un gaz subit des pertes de trois sortes : 1° par conductibilité calorifique du gaz ; 2° par convection ; 3° par rayonnement. Si t est la température extérieure et θ la température⁽²⁾ de la lame, la perte par conductibilité est très sensiblement proportionnelle à $\theta - t$ (à la variation près du coefficient de conductibilité moyen du gaz avec la température, assez petite à cause de la

(1) On a d'ailleurs vérifié, à l'aide du diaphragme à papillon du télescope, que cette proportionnalité existe même pour des températures beaucoup plus élevées (donnant 1.000 microvolts).

Il faut remarquer que l'on ne peut obtenir une droite que si le rapport du rayonnement émis sous un angle de 13° au rayonnement total est indépendant de la température. On verra (n° 14) que cette condition est suffisamment vérifiée.

² Températures absolues.

grande distance de la lame à la paroi du ballon). La perte par convection varie probablement un peu moins vite que $(\theta - t)^2$ et la perte par rayonnement est sensiblement proportionnelle à une puissance n de θ qui serait égale à 5, d'après les mesures de MM. Lummer et Pringsheim, ou à 4,6, d'après celles de MM. Féry et Chéneveau. Comme t est constant, on peut écrire en rassemblant tous les termes qui ne contiennent que t dans une même constante :

$$w = a + b\theta + c\theta^2 + f\theta^n,$$

Or, la force électromotrice au télescope, proportionnelle au rayonnement, est de la forme :

$$v = g\theta^n,$$

de sorte qu'en remplaçant θ par sa valeur, on a :

$$(9) \quad w = a + b'v^{\frac{1}{n}} + c'v^{\frac{2}{n}} + f'v,$$

Les termes b' et c' étant d'ailleurs petits, à cause de la faible conductibilité calorifique des gaz et de la position verticale de la lame qui diminue beaucoup l'effet de la convection sur la région utile.

La relation (9) conduit à une courbe dont le coefficient angulaire tend vers une constante quand v augmente ; son asymptote doit être parallèle à la droite d'étalonnage du télescope.

Pour le vérifier, nous avons tracé la courbe de la puissance perdue dans l'air par centimètre carré de la région utile de la lame (le courant étant mesuré à l'aide d'un ampèremètre bien étalonné). Cette courbe est tracée en A (fig. 6). Les points s'écartent un peu de la courbe par suite des courants d'air ; malgré cela, on voit que la courbe tend rapidement vers une droite.

Dans le vide, le terme en $v^{\frac{2}{n}}$, qui est introduit par la convection, s'annule ; quant à la conductibilité, elle varie peu avec la pression quand celle-ci n'est pas très petite, la pression pour laquelle elle commence à diminuer dépendant d'ailleurs, comme pour la viscosité, des dimensions du récipient. Ce n'est que pour des vides très élevés, que nous ne pouvions atteindre avec l'appareil dont nous disposions, que l'influence de la conductibilité serait supprimée.

Il en résulte que, même dans le vide, on obtiendra une partie légèrement courbe au voisinage du zéro, mais la fonction tendra vers une droite beaucoup plus rapidement que dans l'air à la pression atmos-

phérique. Il est plus important de maintenir une pression sensiblement constante que de chercher à faire un vide complet. Pendant les séries d'expériences, la pompe (pompe Klein) était en fonctionnement continu et nous mesurons de temps en temps la pression à la jauge. Nous avons toujours effectué des mesures dans chaque série, d'abord pour des températures croissantes, puis pour des températures décroissantes.

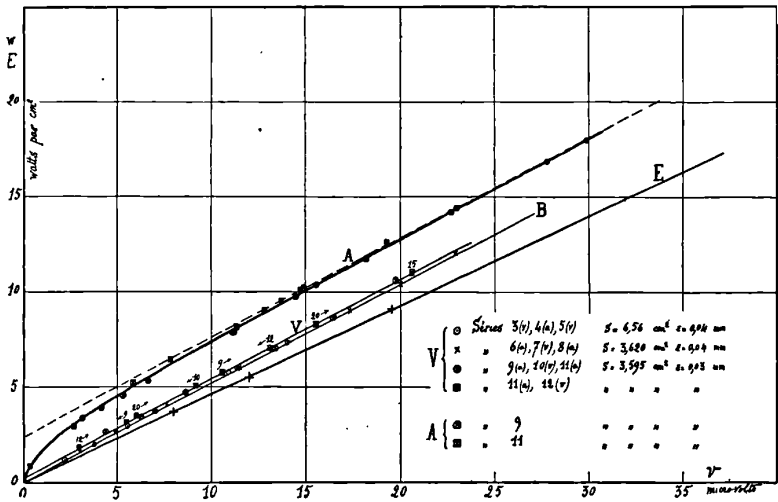


FIG. 6.

Les points obtenus en combinant les séries faites dans le vide et dans l'air sont portés sur la fig. 6 (V), les points correspondant à chaque série étant marqués par un signe spécial. La surface de la partie rayonnante de la lame et l'épaisseur de cette lame sont indiquées sur le tableau de la figure⁽¹⁾.

On voit que tous les points d'une même série sont bien à très peu près sur une droite et que toutes ces droites sont sensiblement parallèles et parallèles aussi à l'asymptote de la courbe A⁽²⁾.

A côté des points de la série 11-12, nous avons inscrit la pression

(1) La lettre placée à côté du numéro des séries indique que la série correspond aux mesures dans l'air (x) ou dans le vide (v).

(2) Nous considérons la série marquée x comme moins bonne que les autres, car les courbes $v = f(R)$ des séries 6 et 8 ne coïncidant pas par suite de surchauffes de la lame, nous avons dû prendre des moyennes un peu incertaines.

en millièmes de millimètre de mercure; les flèches indiquent que les mesures ont été faites soit en montant, soit en descendant. On voit qu'une faible variation de pression a peu d'importance dans ces limites; les écarts des points ne semblent pas systématiques.

L'inclinaison de la droite V, qui passe au milieu de tous ces points, peut facilement se déterminer à 1 0/0 près.

La droite OE parallèle à la droite V et qui passe par l'origine donne donc la force électromotrice obtenue au télescope pour la radiation émise par la lame dans une direction qui fait un angle de 13° avec la normale, en fonction de l'énergie *totale rayonnée*.

En remplaçant la lame par un corps noir, la force électromotrice donnée par le télescope permettrait de connaître immédiatement l'énergie totale rayonnée par l'ouverture de ce corps noir dans l'angle solide 2π , si le rayonnement du platine était distribué dans l'espace de la même manière que celui du corps noir, c'est-à-dire si l'éclat de ce métal était indépendant de la direction.

14. Mais il n'en est pas ainsi. Il est nécessaire d'effectuer une correction pour tenir compte de la variation⁽¹⁾ du rayonnement du platine avec l'angle d'émission.

Pour évaluer cette correction, nous avons fait plusieurs séries de mesures: 1° sur une lame de platine neuve (polie); 2° sur l'une des lames qui avaient servi à nos expériences et dont la surface avait un aspect grenu (*fig. 2*).

La lame était montée verticalement dans l'axe d'un goniomètre et l'on pouvait la faire tourner d'un angle connu. Un microradiomètre⁽²⁾ de Rubens et Schmidt était placé à 1 mètre environ de la lame et recevait le rayonnement de la région uniformément chaude limitée par une fente horizontale refroidie par un courant d'eau.

Le tableau ci-dessous donne dans les colonnes 2, 3 et 4 l'éclat⁽³⁾, réduit à une valeur 1 pour l'émission normale pour des températures qui correspondent respectivement à des forces électromotrices au télescope de 8, 12 et 19 microvolts.

(1) Cette variation nous a été signalée par M. Féry.

(2) Le cône de concentration de ce microradiomètre avait été noirci inté-rieurement au noir de fumée.

(3) Rapport de la déviation au cosinus de l'angle.

1	Rayonnement total			Rayonnement rouge			
	2	3	4	5	6	7	8
Angle	8 mev	12 mev	19 mev	Oulianine	Möller	Pt poli	Pt grenu
0	1,00	1,00	1,00	1,000	1,000	1,00	1,00
10	0,985	0,975	0,98	0,999	0,998	—	—
20	0,977	0,977	0,96	1,000	0,998	—	—
25	—	—	—	—	—	0,97	1,00
30	0,975	0,975	0,965	1,005	0,999	—	—
40	0,985	0,996	0,98	1,015	1,004	1,02	1,00
50	1,030	1,04	1,03	1,046	1,008	1,00	1,00
60	1,15	1,145	1,12	1,090	1,008	1,07	1,00
70	1,37	1,35	1,35	1,167	1,015	1,10	1,00
80	1,73	1,81	1,77	1,159	1,029	1,13	1,00
85	1,88	2,03	1,94	—	—	—	—

On voit que les résultats dépendent très peu de la température. Ils sont relatifs à la lame qui avait servi aux mesures; la lame neuve a donné des valeurs très peu différentes.

On voit que l'éclat, pratiquement constant entre 0 et 40°, augmente ensuite notablement avec l'angle d'émission.

Cette augmentation avait d'ailleurs été prévue par M. Oulianine (1), à l'aide des formules de la réflexion métallique et des constantes optiques du platine pour le rouge, déterminées par Drude. Les résultats de ses calculs sont donnés dans la colonne 5. La variation obtenue pour la radiation totale est beaucoup plus grande que celle qui est prévue pour le rouge. Il serait intéressant de déterminer les constantes optiques du platine pour les grandes longueurs d'ondes (2).

Les calculs de M. Oulianine étaient en contradiction avec les expériences de Möller sur le rouge (colonne 6). M. Oulianine attribuait cet écart au fait que la lame employée par Möller devait être dépolie. Une série d'expériences rapides à quelques pour cent près nous a montré que l'éclat de la lame dans le rouge augmente bien avec l'incidence pour le platine poli, tandis qu'il est pratiquement constant pour une surface grenue (colonnes 7 et 8).

15. Les déviations δ_α mesurées (3) étaient proportionnelles à l'énergie envoyée par la lame dans un angle solide constant pour différents

(1) OULIANINE, *Wied. Ann.*, 62, p. 528; 1897.

(2) Nous aurions entrepris cette détermination si nous avions pu disposer d'un spectromètre pour infra-rouge.

(3) On a réduit les tangentes aux arcs.

angles d'émission α ; on avait donc :

$$\delta_\alpha = k e_\alpha \cos \alpha,$$

e_α étant l'éclat dans la direction α . On sait d'ailleurs que l'énergie totale envoyée par l'unité de surface est égale à :

$$w = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} e_\alpha \cos \alpha \sin \alpha d\alpha = 2\pi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\delta_\alpha}{k} \sin \alpha d\alpha.$$

Cette intégration s'effectue immédiatement en traçant la courbe et en la pesant. On reçoit au télescope l'énergie envoyée dans un angle solide ω sous un angle de 13° . Lorsqu'on remplace la lame par l'ouverture du corps noir dont l'éclat est indépendant de α , il faudra que l'éclat de ce corps noir soit égal à e_{13} , pour que l'énergie envoyée dans l'angle solide ω soit la même, et l'énergie totale qu'il émettra sera :

$$E = 2\pi e_{13} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \alpha \sin \alpha d\alpha,$$

ou

$$E = \pi \frac{\delta_{13}}{k} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin 2\alpha d\alpha = \pi \frac{\delta_{13}}{k},$$

Au lieu d'effectuer ainsi cette deuxième intégration, nous avons simplement tracé sur le même papier les deux courbes :

$$\delta_\alpha \sin \alpha \quad \text{et} \quad \frac{1}{2} \delta_{13} \sin 2\alpha,$$

en fonction de α . Le rapport des poids de ces deux courbes donne alors le rapport $\frac{E}{w}$ de l'énergie émise par un corps noir à l'énergie émise par la lame de platine pour une même force électromotrice au télescope.

La correction $\frac{w - E}{w}$ a varié entre 41,5 et 42,1 0/0. La valeur de E reste donc connue à 4 0/0 près.

On en déduit immédiatement, d'après la droite OB (fig. 6), les valeurs de E qui correspondent à 8, 12 et 19 microvolts. La droite OE qui passe par ces points est la droite d'étalonnage du télescope.

Il restait à mesurer la force électromotrice donnée au télescope par un corps noir à température bien connue.

16. Corps noirs. — *Conclusion.* — Le corps noir, du type Lummer et Kurlbaum, était placé dans un four Heraeus (*fig. 7*).

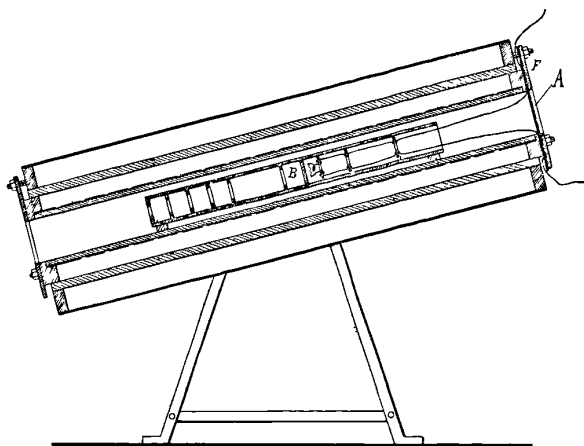


FIG. 7.

Pour éviter autant que possible le refroidissement par courant d'air à l'intérieur du four, nous l'avons incliné et fermé à la partie postérieure par une feuille d'amiante A serrée sous l'armature de fer F; dans ces conditions, l'air ne pouvait sortir du tube et l'on évitait tout refroidissement trop intense. Le four était placé sur le haut d'une armoire, aussi exactement que possible, au même endroit que la lame de platine; c'est pour cette raison que le télescope visait la lame sous une incidence de 13° .

Pour déterminer τ , la température qui intervient par sa quatrième puissance doit être connue avec une précision aussi grande que possible. Au lieu de passer par l'intermédiaire d'un couple, nous avons préféré mesurer la force électromotrice du télescope pour la température de fusion de l'or qui a été déterminée par différents physiciens, en particulier par M. Daniel Berthelot et par MM. Holborn et Day⁽¹⁾, à l'aide du thermomètre à air ou d'un dispositif équivalent. Cette température est de $1\ 064^\circ$ (1.337° abs.).

¹⁾ D. BERTHELOT, *C. R.*, CXXVI; 1898; HOLBORN et DAY, *Ann. der Phys.*, 4, p. 99; 1901.

Une lame d'or σ de 0^{mm},02 d'épaisseur, 1 millimètre de largeur et 1 centimètre environ de longueur était pincée aux extrémités de fils de platine et de platine rhodié maintenus par des disques de porcelaine. Ces fils étaient reliés à un millivoltmètre. On laissait la température monter graduellement (1 degré par minute), et l'on mesurait la force électromotrice du télescope à intervalles de temps réguliers. En notant l'instant où l'or fondait, nettement déterminé par le retour au zéro du millivoltmètre, on obtenait facilement, à l'aide d'une courbe, la force électromotrice v correspondant à 1064°.

Nous avons trouvé $v = 36,55$ microvolts ; en plaçant l'or dans la chambre B (1) nous avons obtenu 36,45 microvolts. L'écart est de l'ordre des erreurs de mesure ; nous avons adopté la moyenne de 36,5 microvolts.

Cette force électromotrice correspond à un pouvoir émissif de 16,9 watts par centimètre carré, ce qui donne, la température ambiante étant d'environ 20° :

$$\sigma = \frac{16,9}{(1064 + 273)^4 - (20 + 273)^4}$$

c'est-à-dire :

$$\sigma = 5,3 \cdot 10^{-12} \text{ (watt cm}^{-2} \text{ degré}^{-4}\text{)}.$$

Nous pensons que la précision de nos expériences est de l'ordre de 1 0/0 ; il ne nous semble pas qu'il reste d'erreur systématique importante. L'absorption du rayonnement par l'acide carbonique de l'air et par la vapeur d'eau est faible ; elle n'a pas à intervenir ici, car la composition des rayonnements du corps noir et du platine (pour une même température *noire*) est à peu près la même. Il en est de même de l'absorption du miroir du télescope.

(1) Dans cette chambre, la lame d'or et les fils du couple étaient tout à fait invisibles ; on pouvait donc considérer le dispositif comme équivalent à un corps parfaitement noir. Dans les chambres antérieures, il en est tout autrement, et l'on peut obtenir des résultats quelconques (37 à 37,5 microvolts).

LA TECHNIQUE DU RÉGLAGE D'UN SPECTROGRAPHE;

Par M. P. JOYE.

Pour des recherches que nous résumerons plus tard ⁽¹⁾, nous avons dû employer un spectrographe qui, pour une dispersion suffisante, soit le plus lumineux possible. Nous disposions d'un appareil construit par la maison C.-A. Steinheil's Sohne, Munich ⁽²⁾. Grâce aux retouches particulières qu'avaient subies les lentilles, elles pouvaient être utilisées à pleine ouverture (40 millimètres) : la luminosité totale de l'appareil était ainsi bien supérieure à celle qu'on a l'habitude de rencontrer dans la plupart des spectrographes. Mais, en raison même de cet avantage, l'installation et la mise au point de cet appareil est rendue plus pénible. Pour obtenir des spectrogrammes de netteté suffisante, le réglage demande à être conduit de façon tout à fait systématique et à être poussé aussi loin que le permet la précision de l'appareil. Sans revenir sur la théorie du spectrographe ⁽³⁾ et sachant bien que la plupart des indications qui vont suivre sont connues, nous croyons qu'il est intéressant de publier l'ensemble des procédés qui permettent d'atteindre, avec un spectrographe quelconque, les meilleurs résultats.

Le spectrographe est installé sur une table très solide dont les pieds sont calés de façon à ne pas bouger. Les trois vis calantes de l'appareil sont engagées dans trois crapaudines de 2 centimètres de haut. Chacune est noyée dans une couche de paraffine coulée sur une plaque en ardoise, fixée elle-même solidement à la table. Les alentours de la table sont dégagés ; on peut circuler autour de l'appareil.

Les premières conditions d'une bonne installation sont : 1° que l'axe de rotation qui porte la tablette du prisme soit vertical ; 2° que le bras qui porte la chambre photographique soit perpendiculaire à

(1) Cf. P. JOYE, *Influence de l'intensité maximum du courant sur le spectre de la décharge oscillante*. Thèse présentée à la Faculté des sciences de l'Université de Fribourg (Mémoires de la Société fribourgeoise des sciences naturelles. Fribourg 1909).

²⁾ *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, 24, p. 230 ; 1904.

³⁾ Cf. E. NECULCEA, thèse présentée à la Faculté des sciences de Paris, *Eclairage électrique*, 1906).

cet axe ; nous supposons, ce qui est le cas, que l'appareil est suffisamment bien travaillé pour que la chambre photographique soit perpendiculaire à son support et qu'elle se déplace parallèlement à elle-même. Pour pouvoir réaliser ces conditions, il faut que l'appareil se démonte aisément. Au moyen d'un niveau de précision nous amenons à l'horizontalité la tablette du prisme et le support de la chambre photographique. Ce réglage s'opère à la façon ordinaire d'un réglage au moyen du niveau à bulle d'air par une action systématique et ordonnée sur les trois vis calantes de l'appareil.

Ce réglage important demande à être fait avec soin ; de lui dépend la précision avec laquelle on pourra amener le prisme au minimum de déviation. De lui dépend aussi le bon résultat photographique. Expliquons-nous : On obtient quelquefois des clichés de spectres où le bord supérieur ou inférieur des lignes est moins net que le centre ; le plus souvent ce phénomène se présente lorsque la plaque n'est pas suffisamment verticale ; comme la mise au point doit se faire jusqu'au $1/10$ de millimètre, il est inutile de continuer le réglage si l'on n'est pas sûr de la verticalité du châssis photographique.

Nous allons entrer maintenant dans le détail du réglage optique qui comprend : 1° détermination de l'axe optique du collimateur et son installation à l'horizontalité ; 2° installation du prisme dont les faces doivent être perpendiculaires à l'axe optique du collimateur ; 3° installation de la source sur l'axe optique du collimateur ; 4° recherche du minimum de déviation ; 5° installation de la raie qui se trouve au minimum de déviation, au milieu de la plaque ; 6° recherche de la longueur focale du collimateur ; 7° recherche de la longueur focale de la chambre photographique ; 8° détermination de l'inclinaison de la plaque.

Ces différents points feront l'objet de petits chapitres où nous indiquerons les principales méthodes employées pour atteindre les réglages optima. Disons de suite que ces réglages sont longs et pénibles, qu'ils doivent souvent être repris et vérifiés avant que l'on atteigne la précision désirée.

Il importe de les faire systématiquement et de ne pas reculer devant le temps précieux qu'ils demandent.

1° *Détermination de l'axe optique du collimateur.* — Le collimateur, tel qu'il est composé, n'a pas d'axe optique défini. Cornu a proposé, afin de fixer l'intersection de la fente avec l'axe mené par le centre de la lentille, de coller à la cire, devant la fente, un petit

fil de soie à une hauteur telle que le fil coïncide avec son image.

Nous n'avons pas usé de cette méthode d'un emploi un peu ennuyeux; nous avons préféré enlever la fente et visser à sa place un oculaire de Gauss, dont la glace inclinée nous servira plus tard à installer le prisme.

Bien entendu, le centre du réticule se trouve sur l'axe du collimateur et le fil vertical coïncide avec la fente (nous indiquerons plus loin un moyen de le vérifier). A 3 mètres de la lunette collimatrice, du côté de la lentille et non pas du côté de la fente, nous avons installé un cathétomètre dont la lunette a été placée très exactement au moyen d'un niveau dans la position horizontale. En éclairant l'oculaire de Gauss, on illumine la lentille du collimateur par des rayons parallèles; un déplacement vertical de la lunette du cathétomètre amène l'image dans le champ; en réglant le tirage de la lunette on obtient une image nette du réticule de Gauss; un aide agit sur les vis de calage du collimateur jusqu'à ce que, dans le champ uniformément éclairé, le réticule de l'oculaire de Gauss coïncide avec le réticule de la lunette du cathétomètre. Pour éliminer les erreurs de parallaxe, on répète l'opération en tournant le cathétomètre et en renversant la lunette. A chaque rotation on corrige l'erreur de moitié. L'opération est terminée, lorsque, après deux rotations successives, il n'a pas été constaté de différence dans la position du réticule. Puis les vis de rappel et de pression sont serrées; les réglages suivants s'opéreront sans que l'on touche à ces vis.

2° *Installation du prisme.* — Le collimateur réglé, il faut installer le prisme. La tablette, que nous avons rendue horizontale dans le réglage préliminaire, porte trois trous où se placent trois vis munies chacune d'un petit ressort. Ces vis commandent une platine sur laquelle le prisme est assujéti par trois tiges parallèles aux arêtes et serties dans une plaque triangulaire. Grâce à l'oculaire de Gauss, le réglage très facile s'opère suivant la méthode ordinaire indiquée dans tous les traités de physique. La glace de l'oculaire est éclairée; la face du prisme se trouve verticale lorsque l'image du réticule, réfléchi par cette face dans le collimateur, coïncide avec le réticule de l'oculaire. L'opération est répétée plusieurs fois en prenant à tour de rôle l'une et l'autre des deux faces polies du prisme. Pour chaque face on corrige la différence de moitié au moyen des vis munies de ressort de rappel, jusqu'à ce que cette différence s'annule. Le réglage est ainsi terminé, mais une difficulté va surgir qui est

due à la construction même de l'appareil (1). Il s'agit d'installer la source sur l'axe optique du collimateur.

3° *Installation de la source.* — La méthode ordinaire consiste à placer des diaphragmes sur l'axe optique entre la source et la fente et à examiner l'éclairement de l'objectif. En employant des diaphragmes de plus en plus petits, on arrive à centrer exactement la source. Mais, pour appliquer cette méthode, *il faut* enlever le prisme et observer l'éclairement maximum dans le prolongement du collimateur. Or, dans notre appareil, une protection en laiton noirci empêche d'atteindre cette position ; l'enlever, ainsi qu'enlever le prisme, c'est compromettre tous les réglages précédents. Puis le réglage doit se faire avec la fente en place, et, pour régler le prisme, il faut l'oculaire de Gauss... Et nous sommes pris dans ce dilemme : ou installer la source et ne pas régler le prisme, ou régler le prisme et n'installer la source qu'approximativement. Nous ne pouvions nous contenter de cette dernière solution. Un écart diminue la luminosité de l'appareil ; comme les lentilles sont employées à pleine ouverture, il est absolument nécessaire, pour ne pas rendre inutile tout le travail de « retouches » dont nous avons parlé plus haut, et compromettre la netteté des résultats, que l'axe optique passe par le milieu des électrodes.

Nous avons essayé d'employer la méthode des diaphragmes en observant la luminosité du spectre sur la glace dépolie ; nous n'avons pas réussi à obtenir deux fois, sur vingt pointés, la même position de la source.

Il fallait trouver autre chose. Voici la méthode qui nous a donné les meilleurs résultats. Après avoir réglé l'axe du collimateur, nous avons enlevé les lentilles de l'oculaire de Gauss, laissant seulement le réticule à la place de la fente.

Nous plaçons horizontalement la lunette d'un second cathétomètre en avant du collimateur du côté où sera la source.

Nous installons cette lunette de façon que son réticule se trouve sur l'axe optique du collimateur. Nous répétons pour cela les manœuvres indiquées au premier réglage.

La coïncidence des trois réticules observés dans les lunettes extrêmes nous assure que cette condition est bien remplie. Comme

(1) La difficulté se présente avec tous les appareils où la chambre photographique ne peut pas être amenée dans le prolongement du collimateur. Dans les appareils où cela est possible, on installe la source avant de régler le prisme.

la lunette du second cathétomètre a un long foyer, il est facile d'amener le point de contact des électrodes verticales sur l'axe optique. Mais la méthode n'est valable que si le fil vertical du réticule de l'oculaire de Gauss coïncide exactement avec la fente. Nous pouvons en avoir une vérification : le réticule est enlevé et la fente mise en place, après avoir constaté que les bords en sont bien parallèles et que le déplacement du bord mobile ne détruit pas le parallélisme. La fente, rendue verticale au moyen d'un très mince fil à plomb, est alors éclairée par une large flamme jaune due au sodium. Le prisme, au moyen de la glace dépolie, est mis approximativement au minimum de déviation pour la radiation $\lambda = 5893$. On enlève la glace dépolie, puis on fixe à sa place une fente mobile sur laquelle vient se projeter nettement l'image spectrale de la source. La flamme est alors enlevée et transportée devant la fente mobile; les rayons lumineux accomplissent en sens inverse le chemin primitif; rien n'ayant été touché dans l'appareil, la radiation passera par la fente et se projettera sur le réticule de la lunette placé en avant de la fente, celle-ci occupant exactement la position du réticule de l'oculaire de Gauss. Si ce n'est pas le cas, un nouveau réglage complet s'impose.

Les opérations dont la description va suivre dépendent avant tout de la région spectrale que l'on veut étudier.

4^o *Recherche du minimum de déviation.* — Dans le travail que nous avons en vue, la partie ultra-violette du spectre de 4 000 Å à 2 000 Å nous offrait le plus d'intérêt. Notre prisme devra donc être au minimum de déviation pour une raie de cette région. La lecture des différents travaux spectroscopiques montre que les auteurs ne sont pas tous d'accord sur le choix de la radiation à mettre au minimum de déviation. M. V. Schumann ⁽¹⁾ remarque que ses résultats augmentent de valeur si le prisme est au minimum de déviation pour les radiations extrêmes qu'il photographie. Soit Hartley, soit Lehmann ⁽²⁾ installent le prisme au minimum de déviation pour la radiation ⁽³⁾ qui se trouve au milieu de la plaque. Après de nouveaux essais, nous avons choisi cette dernière disposition pour les raisons suivantes : La dispersion était trop faible, en prenant comme radiation à mettre au minimum la plus lointaine que l'on pouvait photogra-

(1) V. SCHUMANN, *Sitzungsberichte der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften*. Wien, Abt. II, A. 102, 1893, S. 664.

(2) LEHMANN, *loc. cit.*, 24, p. 233.

(3) Cité par Eder (*Beiträge zur Photochemie und Spektralanalyse*), I, S. 6.

phier ($\lambda = 2009$ du zinc). Le réglage systématique que nous voulions entreprendre demandait de l'unité. La même raie qui traverse le prisme en rayons *parallèles* et qui se trouve *au milieu* de la plaque et au foyer doit être aussi, nous semble-t-il, au minimum de déviation.

Nous nous réservions d'ailleurs, en choisissant ce mode, d'atténuer les difficultés que nous pouvions rencontrer en faisant, selon la méthode de Cornu, varier la longueur du collimateur et celle de la chambre photographique. Nous reviendrons sur ce point à la fin du chapitre, quand nous indiquerons quelques artifices pour l'amélioration des images spectrales.

Nous avons pris comme source lumineuse une étincelle oscillante jaillissant entre des électrodes en *alliage d'Eder* (Pb + Zn + Cd) qui fournit un spectre de lignes bien réparties et suffisamment fines.

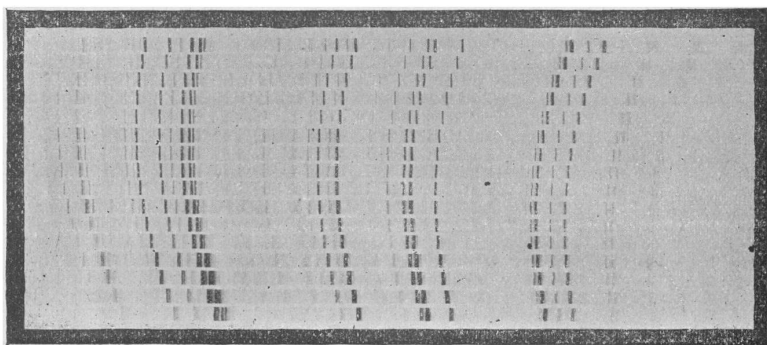


FIG. 1. — Recherche du minimum de déviation.

L'étincelle, longue de 8 millimètres, est parallèle à la fente. Le point de contact des électrodes est situé sur l'axe optique; aucune lentille n'est interposée entre la fente et la source; la distance de la source à la fente a été normalement de 40 centimètres. Nous avons choisi comme radiation à mettre au minimum de déviation la raie du cadmium $\lambda = 2573 \text{ \AA}$ facilement reconnaissable. Pour éviter de longs tâtonnements, nous mettons, en examinant le spectre sur la glace dépolie, la raie bleue $\lambda = 4340 \text{ \AA}$ de l'hydrogène approximativement au minimum de déviation; puis, nous prenons une série de photographies, — le collimateur ayant une longueur quelconque, — pour mettre au point, en déplaçant le chariot porte-plaque, la zone qui se trouve

aux environs de la radiation $\lambda = 2\,573 \text{ \AA}$; après avoir obtenu une mise au point suffisante, nous faisons une nouvelle série en déplaçant de demi-degré en demi-degré la tablette qui porte le prisme.

La photographie (fig. 1). montre la série de 16 épreuves; la raie $\lambda = 2\,573$ est au minimum de déviation dans la 9^e épreuve à partir du haut (1).

Le prisme est fixé dans la position correspondante, et l'on améliore, si cela est nécessaire, la mise au point de la radiation $\lambda = 2\,573$.

5^o *Installation au milieu de la plaque de la ligne qui se trouve au minimum de déviation.* — La radiation $\lambda = 2\,573 \text{ \AA}$ occupe sur la plaque une position quelconque; il s'agit de la mettre au milieu de la plaque, sur l'axe de rotation du châssis dans le plan vertical. Lorsque l'image de la radiation $\lambda = 2\,573$ se projette sur l'axe de rotation, la plaque peut être déplacée autour de cet axe sans que la netteté de l'image soit altérée. Afin d'obtenir ce résultat, nous allons, pour chaque angle que font le collimateur et la chambre photographique, donner au châssis porte-plaque trois positions différentes. A chacune de ces positions correspond un déplacement de la radiation $\lambda = 2\,573 \text{ \AA}$; le déplacement sera nul lorsque l'image de la fente se projettera sur l'axe de rotation du châssis. Soit ω l'angle que font en A le collimateur et la chambre photographique. En C se trouve l'axe de rotation du châssis porte-plaque. Appelons α l'angle du collimateur et de la direction de propagation après la réfraction.

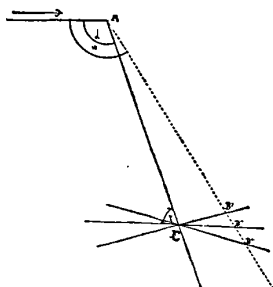


FIG. 2.

Pour la position ω , on fait trois photographies en donnant à l'angle γ les valeurs suivantes : $\gamma - \delta$, γ , $\gamma + \delta$, la radiation

1) La réelle grandeur du cliché photographique est $6,5 \times 18$ centimètres.

$\lambda = 2573 \text{ \AA}$ occupe sur la plaque les positions de B'' , BB'' , B' . On répète l'opération en faisant varier ω ; lorsque cet angle sera égal à l'angle α , le point B'' tombera au point C, où se confondront les points B''' et B' quelle que soit la valeur de δ . Dans cette position, la radiation $\gamma = 2573 \text{ \AA}$ tombe sur l'axe de rotation de la plaque; l'axe optique de la chambre photographique coïncide avec la direction de propagation de cette radiation. Le cliché ci-dessous (fig. 3), accompagné des cotes extraites du journal d'expérience, précise encore cette explication.

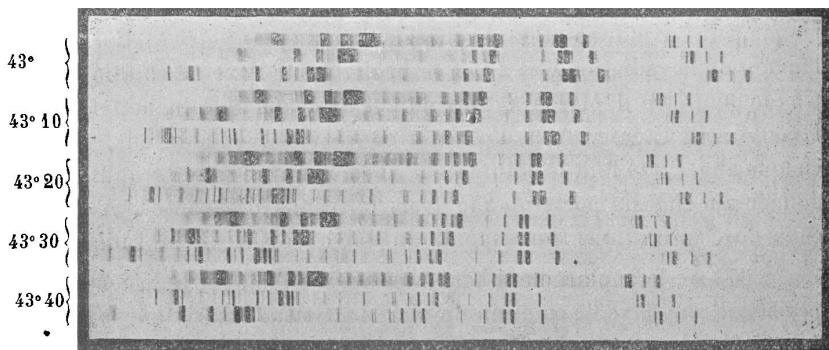


FIG. 3. — L'axe de rotation du chassis doit coïncider avec l'axe optique.

Angle ω			
43°	{	$\gamma - \delta - 25^\circ$ 1	On voit sur la photographie que l'angle α cherché est compris entre $43^\circ 20'$ et $43^\circ 30'$. — De nouveaux clichés obtenus comme ci-dessus entre ces deux valeurs, fixeront de façon exacte la position.
		γ — 30° 2	
		$\gamma + \delta - 35^\circ$ 3	
43° 10'	{	$\gamma - \delta - 25^\circ$ 4	
		γ — 30° 5	
		$\gamma + \delta - 35^\circ$ 6	
43° 20'	{	$\gamma - \delta - 25^\circ$ 7	
		γ — 30° 8	
		$\gamma + \delta - 35^\circ$ 9	
43° 30'	{	$\gamma - \delta - 25^\circ$ 10	
		γ — 30° 11	
		$\gamma + \delta - 35^\circ$ 12	
43° 40'	{	$\gamma - \delta - 25^\circ$ 13	
		γ — 30° 14	
		$\gamma + \delta - 35^\circ$ 15	

6° Recherche de la longueur focale du collimateur. — a) Pour

continuer systématiquement le réglage, il faut maintenant amener la fente dans le plan focal de la lentille du collimateur. En d'autres termes, il faut que les rayons de longueur d'onde $\lambda = 2\,573 \text{ \AA}$ sortent de la lentille parallèlement à l'axe optique. Si l'on connaît la longueur du foyer pour la radiation $\lambda = 5\,893 \text{ \AA}$ (D du sodium), soit $411,22$; on peut, grâce aux tables publiées par M. Sarazin⁽¹⁾, calculer pour une lentille donnée la longueur du foyer pour la radiation $\lambda = 2\,573 \text{ \AA}$, et trouver, par différence, la position cherchée du collimateur. Pour notre lentille collimatrice, nous trouvons $f_{2573} = 375,15$, soit une diminution de $36^{\text{mm}},07$.

b) Mais il peut arriver que nous ne connaissions pas la longueur du foyer pour la radiation $\lambda = 5\,893 \text{ \AA}$; nous avons cependant un moyen de trouver la longueur du collimateur qui correspond à la sortie en rayons parallèles de la radiation $\gamma = 2\,573 \text{ \AA}$. Employons la relation qui lie la longueur du foyer avec l'indice de réfraction et le rayon de courbure.

Nous allons l'appliquer pour les deux radiations $\lambda = 5\,893 \text{ \AA}$ et $\gamma = 2\,573 \text{ \AA}$.

$$\begin{array}{ll} n_D = 1,54422 & \text{et} \quad n_{Cd} = 1,59622, \\ r_1 = 231^{\text{mm}},94 & \text{et} \quad r_2 = 6\,279^{\text{mm}},4 \\ f_D - f_{Cd} = \frac{n_{Cd} - n_D}{(n_{Cd} - 1)(n_D - 1)} \cdot \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}. \end{array}$$

En portant les valeurs nous trouvons, comme différence des foyers, $35^{\text{mm}},85$. Il suffit dès lors de connaître la cote exacte pour laquelle la radiation jaune sort de la lentille en rayons parallèles.

Une lunette est mise à l'infini en mettant au point, à travers un verre jaune, la montagne qui se trouve au loin.

Cette lunette est ensuite transportée devant la face du prisme qui regarde l'objectif photographique séparé de la chambre pour l'expérience. La flamme de sodium est allumée devant la fente et un aide agit sur la vis moletée qui fait varier la longueur du collimateur; il s'arrête dès que l'image des raies jaunes dédoublées, — grâce au fort grossissement de la lunette, — est tout à fait nette. On lit sur la graduation la cote 57 .

En enlevant de 57 la valeur trouvée plus haut, soit $35,85$, nous trouvons $21,15$ cote où la radiation $\lambda = 2\,573 \text{ \AA}$ sort parallèlement à l'axe optique des lentilles.

(1) SARAZIN, *Archives des Sciences physiques et naturelles*, LXI, p. 409; 1878.

La valeur ci-dessus diffère de $0^{\text{mm}},22$ de celle précédemment trouvée. Cela tient au fait que, dans le dernier calcul, nous avons appliqué une formule simple, où l'on ne tient pas compte de l'épaisseur de la lentille. D'ailleurs le chiffre indiqué plus haut, $f_{2373} = 375,15$, est entaché d'une erreur due à la même cause. Seul le chiffre $f_0 = 411,22$ qui a été obtenu expérimentalement, par la méthode que nous appliquerons plus loin à la lentille photographique, est plus exact. Cette constatation nous oblige à chercher une autre méthode pour le réglage du collimateur.

c) « Supposons des rayons, soit convergents, soit divergents, tombant sur un prisme. Après leur passage, ils paraîtront convergents vers un point ou divergeront d'un point qui est le foyer secondaire. Si le prisme est tourné sur lui-même de façon que l'angle d'incidence change, le foyer secondaire se déplace. Si les rayons sont tout à fait parallèles, le foyer ne changera pas, quelle que soit la position du prisme. Voilà donc un procédé sensible pour s'assurer si les rayons provenant du collimateur sont parallèles ou non.

« Il ne nous reste plus qu'à montrer comment l'on peut tirer de ce fait une méthode rapide pour amener le collimateur à la position exacte.

« Les trois équations fondamentales du passage d'un rayon lumineux à travers un prisme sont :

$$\begin{aligned} (1) \quad & \sin i = n \sin r. \\ (2) \quad & \sin i' = n \sin r'. \\ (3) \quad & r + r' = \alpha; \end{aligned}$$

d'où l'on tire :

$$(4) \quad \frac{di'}{di} = - \frac{\cos i \cos r'}{\cos i' \cos r}.$$

dans ces équations i et i' représentent les angles que fait le rayon avec la première et la deuxième surface du prisme, en entrant et en sortant; r et r' désignent les angles correspondants de réfraction et α l'angle du prisme. Avec un peu de réflexion, on voit que le membre droit de l'équation (4) décroît régulièrement à mesure que i croît de 0 à $\frac{\pi}{2}$.

« Cela nous montre que plus l'angle d'incidence sera grand, plus les rayons sortiront parallèlement. Grâce au système suivant d'approximations successives, on obtiendra le résultat désiré.

« Supposons que le collimateur ne soit pas réglé. On place alors la lunette un peu en dehors de la position du minimum de déviation ; il y a dans ce cas deux positions du prisme pour lesquelles la raie étudiée apparaîtra au réticule de la lunette. Désignons par A la position pour laquelle le premier angle d'incidence est le plus grand et par B l'autre.

« 1° On place le prisme dans la position A et l'on met au point avec la lunette la raie en question, qu'elle soit noire ou épaisse, jusqu'à ce qu'elle soit vue distinctement ;

« 2° On déplace le prisme dans la position B, et l'on met au point avec le collimateur cette même raie jusqu'à ce qu'elle soit nette ;

« 3° On répète ces deux opérations en mettant au point avec le télescope chaque fois que le prisme est dans la position A et avec le collimateur chaque fois que le prisme est dans la position B. Après trois ou quatre essais de ce genre, il ne doit plus y avoir de changement dans la mise au point.

« La lunette et le collimateur sont tous deux placés pour des rayons parallèles. Il ne me paraît pas du tout nécessaire pour obtenir un réglage sensible de déplacer considérablement la lunette en dehors de la direction du minimum de déviation (1). »

Nous avons tenu à donner une traduction un peu étendue de l'article très important et peu connu du professeur Schuster. Voyons maintenant comment on peut l'appliquer au réglage du collimateur en employant la méthode photographique. Nous avons fait une série de photographies après avoir augmenté de 4° la position du minimum de déviation, en allongeant le foyer de l'objectif photographique de millimètre en millimètre. La position du collimateur reste constante. Après le développement de la plaque, nous voyons pour quelle cote la netteté de notre raie. $\lambda = 2573 \text{ \AA}$ est la plus grande, et nous amenons l'index qui fixe la position de la chambre noire à cette cote, où elle restera pendant l'opération qui suit. Puis nous diminuons de 4° (position symétrique) la valeur normale du minimum de déviation, et nous diminuons pour chaque photographie la longueur du collimateur de 1 millimètre. Le développement effectué, le cliché nous indique la position du collimateur, pour laquelle la netteté est la plus grande.

(1) *Phil. Mag.*, 3, s. V. 7. 1879: SCHUSTER, *An Easy method for adjusting the collimator of a spectroscope*, p. 95-98.

On répète cette opération jusqu'à ce que, pour les deux positions symétriques, les cotes du collimateur et de la chambre photographique qui donnent le maximum de netteté ne varient plus. La cote optimum pour le collimateur était de 21, soit 0^{mm},15 de moins que la valeur obtenue par le calcul et l'expérience (méthode *b*).

La longueur du foyer est de 373^{mm},22; elle diffère de 0,07 millimètre de la valeur indiquée par le calcul (méthode *a*).

7^o *Recherche de la longueur focale de la chambre photographique.* — La fente est donc placée au foyer de la lentille collimatrice pour la radiation $\lambda = 2\,573 \text{ \AA}$. Il sera facile maintenant de mettre au point sur la plaque photographique l'image de la fente correspondant à cette radiation; une série de spectrogrammes obtenue en déplaçant de millimètre en millimètre le chariot porte-plaque nous montrera facilement à quelle cote correspond le meilleur résultat. Mais en prévision du réglage suivant, il est indispensable de connaître plus exactement la position du foyer de l'objectif photographique. Nous pouvons appliquer une méthode plus rigoureuse qui nous est donnée par M. Hartmann (1) et qui porte le nom de « Méthode extra-focale pour la mesure des foyers ».

Pour appliquer la méthode de Hartmann, nous recouvrons l'objectif de la chambre photographique d'un diaphragme formé par deux ouvertures longitudinales et parallèles séparées par une distance qui est environ la moitié du diamètre de l'objectif. Ces ouvertures ont 2 à 3 millimètres de largeur. Il est bon de choisir comme source lumineuse un métal dont le spectre n'a pas beaucoup de lignes; le cadmium, un des éléments constitutifs de l'alliage d'Eder que nous avons employé, convient parfaitement à cet emploi. On prend deux photographies de ce spectre: l'une en avant de la cote déterminée au cours des réglages précédents, l'autre en arrière de cette cote. La distance *v* des positions est lue sur la règle divisée où glisse le chariot porte-plaque. Après développement, toutes les lignes spectrales apparaissent dédoublées. Nous mesurons au moyen de la machine à diviser munie d'un microscope la distance qui sépare deux mêmes raies sur chacune des photographies: soient *i* et *a* les valeurs des distances. Nous empruntons la figure explicative à l'article que M. Lehmann a consacré, dans la *Zeitschrift für Instrumentenkunde*

(1) Prof. HARTMANN, *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, 20, S. 51; 1909; — et LEHMANN, *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, 24, S. 233; 1904.

à l'application de la méthode de M. Hartmann au réglage des spectrographes.

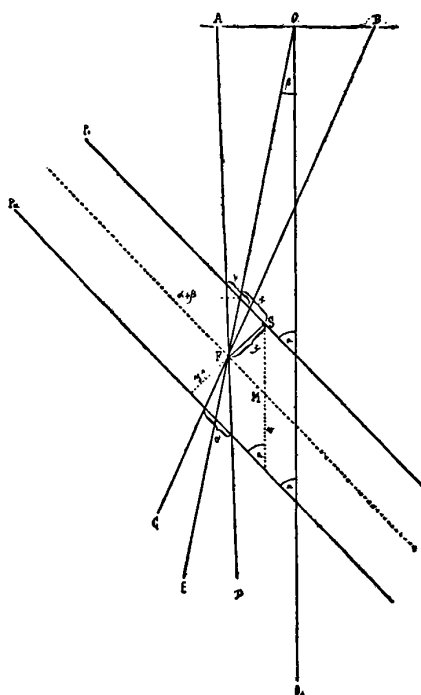


FIG. 4.

Représentons en AB (fig. 4) le diaphragme. AB et BC sont deux rayons isolés par le diaphragme, qui se coupent en F en donnant une image simple de la fente. Les photographies de spectre ont été faites dans les positions P_i et P_a , qui font un angle α avec l'axe optique ; le déplacement suivant cet axe est v . La figure montre de suite que chaque raie, sous l'action du diaphragme, se trouvera doublée sur chaque photographie ; soit x et y les coordonnées rectangulaires du point F par rapport à la position P_i de la plaque.

Comme le système optique est construit sans coma ⁽¹⁾, le rayon principal OE passe par le point F. La connaissance de l'angle β que fait le rayon principal avec l'axe optique nous est donné facilement

⁽¹⁾ En suite des retouches qu'ont subies les lentilles.

pour chaque longueur d'onde en connaissant la dispersion d'un prisme de quartz de 60° , installé au minimum de déviation pour $\lambda = 2\,573 \text{ \AA}$.

Sur la figure nous lisons :

$$(1) \quad \frac{y}{y'} = \frac{i}{a}, \quad \frac{y}{y + y'} = \frac{i}{i + a}, \quad y + y' = v \sin \alpha;$$

$$y = \frac{i}{i + a} \cdot v \sin \alpha,$$

$$x = y \cotang(\alpha + \beta);$$

$$(2) \quad x = \frac{i}{i + a} \cdot v \sin \alpha \cdot \cotang(\alpha + \beta).$$

Des équations (1) et (2) on peut tirer les valeurs des coordonnées de F par rapport à la position P_i .

La valeur de x varie très peu pour les différentes radiations; l'influence des petites différences de cette valeur est à peu près nulle. Nous pouvons ne pas nous occuper de x et considérer seulement y ; nous y trouvons l'avantage de ne pas devoir tenir compte de β ⁽¹⁾.

$$\text{Il vient } y = \frac{i}{i + a} v \sin \alpha.$$

Si nous voulons déterminer la cote où la radiation $\lambda = 2\,573 \text{ \AA}$ se trouve au foyer de l'objectif, considérons le triangle que l'on obtient en menant par F une parallèle à P_i : nous avons :

$$\text{triangle FMS donne } \sin \alpha = \frac{y}{MS},$$

d'où :

$$SM = \frac{i}{i + a} \cdot v.$$

8° *Détermination de l'inclinaison de la plaque.* — Il faut encore mettre au point l'ensemble du spectre. La méthode de Hartmann que nous venons d'esquisser va nous permettre d'établir une méthode simple pour trouver l'inclinaison du châssis.

Considérons non seulement la radiation qui se trouve au milieu de la plaque $\lambda = 2\,573 \text{ \AA}$, mais celle qui se trouve vers le violet et vers l'ultra-violet, à droite et à gauche de $\lambda = 2\,573 \text{ \AA}$. Nous pouvons, pour chacune de ces raies, calculer non plus la valeur de SM, mais la valeur de y . Chacune d'elles est proportionnelle ($v \sin \alpha$ étant constant) à la distance qui sépare la plaque photographique dans la

(1) A. LEHMANN, *loc. cit.*, p. 235.

position P_i de l'endroit où se trouve le foyer de la ligne considérée. En reportant sur un papier millimétré les longueurs d'onde en abscisses et en ordonnées les valeurs $y = \frac{i}{i+a}$ calculées pour les principales lignes du spectre du cadmium; nous trouvons ainsi une courbe qui est la *diacaustique* de notre objectif. Si l'on possède des châssis où le film peut suivre la forme de la courbe, le réglage ne consiste plus qu'à donner au film l'allure de la courbe qui se rapproche le plus de la diacaustique.

Mais le plus souvent on ne dispose que de châssis où l'émulsion photographique est à support de verre, qui ne peut subir que des déformations très petites. D'ailleurs le plus souvent, avec un spectrographe bien construit, il n'y a pas à se préoccuper trop de la diacaustique; si son rayon de courbure est très petit, il est impossible de mettre au point toute la région considérée; il est dans ce cas inutile de chercher à réaliser des conditions générales de netteté que la taille des lentilles ne permet pas d'obtenir. Dans notre appareil, le rayon de courbure de la diacaustique est environ de 92 centimètres.

Lorsqu'on connaît la forme de la diacaustique, une tangente menée à la courbe par le point $\lambda = 2\ 573 \text{ \AA}$ nous donne la position, sur le graphique, de la plaque photographique au moment où l'on a mis en œuvre la méthode de Hartmann; nous pouvons tracer sur la figure la position de la plaque qui s'identifie le mieux avec la courbe, lire avec un rapporteur l'angle de cette nouvelle position par rapport à l'ancienne et reporter sur l'appareil cette différence; puis, en faisant une série de photographies en déplaçant de 0,1 à 1 millimètre la mise au point obtenue précédemment, nous obtiendrons facilement la cote qui donne une image très fine et nette du spectre étudié.

Nous pouvons, grâce à la méthode de Hartmann, résoudre le problème suivant: connaissant la position et la longueur du foyer pour la radiation $\lambda = 2\ 573 \text{ \AA}$ qui se trouve au milieu de la plaque, déterminer exactement l'augmentation ou la diminution qu'il faut faire subir à l'angle α pour que la plaque photographique se trouve en même temps au foyer d'une raie extrême.

Soit OM (*fig. 5*) l'axe optique, α l'angle de la plaque photographique et de l'axe optique, β l'angle en O. P_i est la position où l'on a pris la photographie au moyen du diaphragme que nous avons décrit. F est le foyer de la radiation $\lambda = 2\ 573 \text{ \AA}$, déterminée par les coordonnées x et y . La longueur du foyer est f . P_f est la position de la plaque photo-

graphique faisant avec l'axe un angle α et passant par F' . Il s'agit de déterminer l'angle ω qui fixe la position de la plaque suivant F et F' .

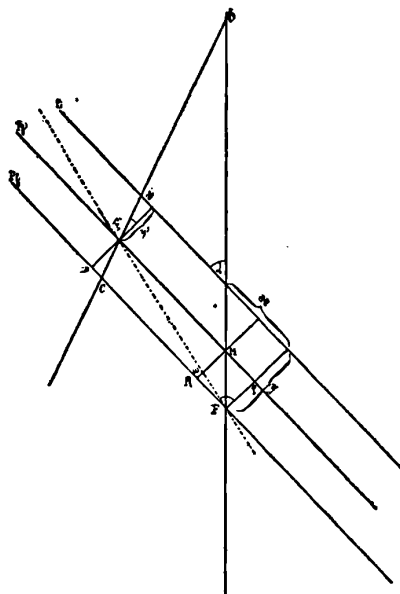


FIG. 5.

Menons par le point M une parallèle à y , le triangle FMR nous donne :

$$FM = \frac{RM}{\sin \alpha},$$

$$FM = f' = \frac{y - y'}{\sin \alpha} = v \left(\frac{i}{i + a} - \frac{i'}{i' + a} \right),$$

$$OM = OF - MF = f - f';$$

$$\text{le triangle } OF'M \text{ donne } F'M = \frac{(f - f') \sin \alpha}{\sin(\alpha + \beta)}.$$

Nous avons les valeurs de $F'M$, de FM et de l'angle compris. Nous pouvons résoudre le triangle FMF' et trouver ainsi la valeur $(\alpha - \omega)$, qui est le nouvel angle de la plaque qui répond aux conditions posées.

Mais nous pouvons aussi directement trouver la valeur de ω .

$$\begin{aligned} \text{Le triangle FOC donne } FC &= \frac{f \sin \alpha}{\sin(\alpha + \beta)}; \\ \text{tang } \epsilon &= \frac{x'}{y'} = \frac{DC}{DF'} = \frac{DC}{y - y'}, \quad DC = \frac{x'}{y'}(y - y'); \\ FD = CF + DC &= \frac{f \sin \alpha}{\sin(\alpha + \beta)} + \frac{\frac{i'}{i+a'} \cdot v \sin \alpha \cdot \cotg(\alpha + \beta)}{\frac{i'}{i+a'} \cdot v \sin \alpha} \cdot v \left(\frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i+a'} \right) \sin \alpha; \\ FD &= \sin \alpha \left[\frac{f}{\sin(\alpha + \beta)} + v \left(\frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i+a'} \right) \cotang(\alpha + \beta) \right]; \\ DF' &= y - y'; \\ \text{tang } \omega &= \frac{DF'}{DF} = \frac{v \left(\frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i+a'} \right)}{\frac{f}{\sin(\alpha + \beta)} + v \left(\frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i+a'} \right) \cotang(\alpha + \beta)}; \\ \text{cotang } \omega &= \frac{f}{v \left(\frac{i}{i+a} - \frac{i'}{i+a'} \right) \sin(\alpha + \beta)} + \cotang(\alpha + \beta). \end{aligned}$$

Au moyen de cette formule l'inclinaison du châssis peut être déterminée pour chaque raie d'un spectre, si l'on connaît la longueur du foyer pour la radiation qui se trouve au milieu de la plaque. Cette condition est facilement remplie; il suffit, pour calculer F, d'appliquer aux constantes de l'objectif la formule que nous avons indiquée au paragraphe 6.

Mais il peut se rencontrer que l'on ne connaisse pas les différents éléments nécessaires à ce calcul. Pour arriver à rendre net le spectre dans toute son étendue, il faut alors faire des séries de photographies qui demandent un temps très long. Le réglage est facilité par le procédé suivant: on déplace le chariot porte-plaque d'un certain nombre de divisions en prenant pour chaque millimètre une photographie. Parmi ces photographies il y en a une où les raies extrêmes, à droite, sont au point, et une autre où les raies extrêmes, à gauche, le sont aussi. Soit $\alpha = C(\hat{n}g. 6)$ l'angle connu que fait le châssis avec l'axe optique, et OO' l'axe optique; nous connaissons v la distance qui sépare les deux cotes où les lignes extrêmes sont nettes. A et D indiquent sur la figure les radiations qui se trouvent au point, la droite AB indique la position du châssis où la netteté générale sera la meilleure. Nous pouvons, en supposant DC parallèle à OO' , résoudre

approximativement le triangle ADC, dont on connaît deux côtés et un angle :

$$\frac{1}{2}(A + D) = \left(90^\circ - \frac{C}{2}\right),$$

$$\operatorname{tang} \frac{1}{2}(A - D) = \frac{b - a}{b + a} \operatorname{cotang} \left(90^\circ - \frac{C}{2}\right).$$

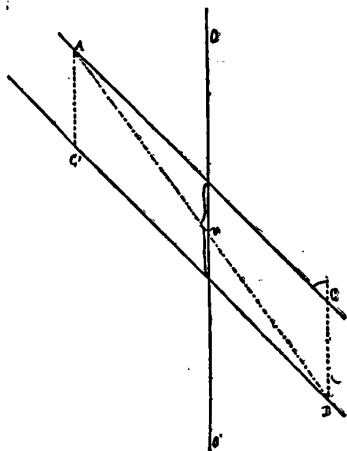


FIG. 6.

On tire de ces deux équations la valeur de D qui est l'inclinaison de la plaque sur l'axe optique. On répète cette opération autant que le permet la limite des lectures sur les vis micrométriques.

Au point de vue théorique, cette méthode n'est pas très exacte. La plaque photographique enregistre dans la position AC la place d'une ligne qui ne se trouve plus au moment de la photographie dans la position C'D, sur une parallèle menée par C à l'axe optique ; la ligne est déplacée vers l'axe. Ce déplacement est d'autant plus petit que la distance focale est plus grande, que la dispersion est plus petite et que le rayon de courbure de la diacaustique est plus grand. Cette méthode, avantageuse par sa rapidité, ne devra donc être employée qu'avec discernement. La méthode suivante lui est préférable.

Nous revenons à la méthode de Hartmann. Après avoir déterminé, ainsi que nous l'avons dit plus haut, la cote exacte de mise au point pour la radiation $\lambda = 2573 \text{ \AA}$, nous amenons le chariot à cette cote ; sans enlever le diaphragme, on tire une série de photographies en faisant varier l'inclinaison du châssis. On trouve une position où, à

droite, la distance entre les lignes doublées est minimum ; et une autre position très peu différente de la première où, à gauche, la distance entre les lignes doublées est minimum aussi. On prend la moyenne de ces deux positions, et un léger dépointement de la mise au point suffit pour amener le spectre à être net dans toute son étendue.

Cependant il peut arriver que ce dernier résultat ne soit pas encore satisfaisant. Il est bon alors de remplacer l'étincelle oscillante par une source, telle que l'arc électrique entre électrodes de cuivre, qui donne des lignes très fines, et de répéter en se servant du microscope la recherche du minimum de dédoublement.

Dans quelques spectrographes dont les systèmes optiques ne sont pas parfaitement travaillés, il est difficile, même en suivant les prescriptions que nous avons indiquées, d'obtenir de bons spectrogrammes. Les quelques remarques qui suivent permettront d'améliorer les résultats.

1° L'aberration due au bord des lentilles peut être diminuée par l'emploi de diaphragmes, soit devant l'objectif, soit devant la lentille collimatrice ;

2° Si le manque de netteté est du au prisme, l'application de bandes de papier noir le long des arêtes améliore très souvent les photographies spectrales ;

3° Dans la plupart des cas, un faible déplacement du collimateur, corrélatif à un déplacement en sens inverse de la chambre photographique, permet d'augmenter de beaucoup la netteté ;

4° Enfin, lorsque l'étendue de la dispersion n'importe pas, et spécialement dans l'emploi des spectrographes à lentilles plan convexe, l'installation du prisme au minimum de déviation pour les raies extrêmes peut avoir des avantages.

CONSÉQUENCES DE LA THÉORIE DE YOUNG (1) ;

Par M. A. ROSENSTIEHL.

En 1881 (2), j'ai eu l'honneur d'exposer devant la Société française de physique le résultat d'expériences exécutées avec les disques

(1) Communication faite à la Société française de physique : séance du 21 janvier 1910.

(2) Bulletin des séances de la Société française de physique, p. 166 ; année 1881.

tournants, faisait suite, pour ainsi dire, à celles présentées par J.-C. Maxwell en 1855 à 1860 (1), aux sociétés royales d'Edimbourg et de Londres.

Ces recherches étaient dirigées en deux sens parallèles. Elles avaient pour objet d'accentuer la différence qu'il y a entre le mélange des matières colorantes, le mélange et les lumières colorées, en opposition avec le mélange des sensations colorées de même nom.

J'ai notamment montré que la différence entre le résultat du mélange des matières et celui des sensations, est un phénomène bien plus général que ne le laissent penser les observations de Newton (1704), de Plateau (1829), de Forbes (1849) et de Helmholtz (1860), sur la formation du vert, obtenu par le mélange des matières jaunes et des matières bleues, alors que le mélange des lumières ou des sensations de même nom ne produit que du blanc.

Un fait qui jusque-là avait échappé aux observateurs, c'est que la matière colorante, mélangée de matières blanches, est modifiée non seulement dans son degré de foncé, ce qui était connu, mais aussi dans sa nuance, et cela très notablement. Avec les matières noires incolores, le fait est plus accentué, et il est connu.

Le sens du phénomène est d'ailleurs le même pour tous les colorants. L'addition de matières incolores diminue l'absorption des rayons verts, et inversement la concentration du colorant fait disparaître les rayons verts, de sorte que la couleur de la matière colorante prise pure est toujours plus rouge que celle de ses mélanges avec matières incolores.

Les derniers rayons éteints par la matière, à mesure qu'on augmente l'épaisseur de la couche traversée par la lumière, sont les rayons rouges.

Le phénomène est maximum pour les matières orangées, jaunes et bleues; il est minimum pour les matières vertes et les matières rouges, ce qui est logique.

Une distinction plus subtile, mais tout aussi intéressante par ses conséquences, est la différence qui existe entre le mélange des lumières colorées et le mélange des sensations. Cette différence avait

(1) MAXWELL, *Experiments of colour* (*Transactions of the Royal Society of Edinburgh*, vol. XXI, p. 275-298; — *Edinburgh new. phil. Journal*, IV; 1856; — *Abstr. from. British Association for the Advancement of Science*, Cheltenham, p. 5-12; août 1856; — *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. X, p. 404-409; mars 1860).

échappé jusque-là, et les ouvrages d'enseignement montrent tous des exemples de cette confusion : c'est que ce domaine se trouve sur la limite entre la physique et la physiologie. Cette confusion se fait depuis Newton jusqu'à nos jours.

J'ai montré en 1881 ⁽¹⁾ qu'il existe physiquement un nombre indéterminé de lumières blanches, binaires ou ternaires ou plus compliquées. Physiologiquement ces lumières blanches produisent la même sensation.

D'après l'hypothèse d'Young, cette sensation est ternaire ⁽²⁾. Mon but est de montrer qu'il existe une sensation de blanc binaire non signalée par les auteurs.

LE BLANC BINAIRE.

On sait que le mélange de deux sensations colorées non complémentaires produit à la fois du blanc et une troisième couleur. L'examen attentif de ce fait montre que l'intensité de coloration de la couleur produite est toujours inférieure à la moyenne des deux composantes, et peut s'abaisser à un minimum égal à la moitié de cette moyenne. Ce qui disparaît comme sensation colorée se retrouve comme blanc binaire mélangé à cette couleur.

Démonstration expérimentale ⁽³⁾. — Une conséquence importante de la théorie d'Young, c'est qu'à la vue d'une surface blanche l'œil éprouve, à son insu les trois sensations colorées primaires, dans leur plus grande intensité, pour un éclairage déterminé.

Si à cette donnée on ajoute la condition que la sensation du blanc résulte de l'excitation *égale* des trois sensations fondamentales, le blanc devient l'unité de mesure pour ces trois couleurs, dont chacune représente alors, en intensité le tiers de celle du blanc. Cette dernière intensité peut être mesurée, d'une façon précise à l'aide des disques tournants. Elle est définie par l'angle du secteur blanc qui reproduit un gris identique d'aspect avec celui obtenu par le mélange des trois sensations colorées.

Première expérience. — La surface d'un disque est recouverte par trois secteurs colorés représentant les couleurs qui s'approchent le

⁽¹⁾ *Comptes rendus*, t. XCV, p. 1275.

⁽²⁾ Thomas Young, *Lectures of natural philosophy*, t. I, p. 440.

⁽³⁾ *Comptes rendus*, t. CL, p. 235.

plus des sensations primaires, c'est-à-dire l'orangé, le troisième jaune vert et le troisième bleu du cercle chromatique de Chevreul. Les teintures ont été faites aussi belles qu'il est possible de les obtenir actuellement avec les matières colorantes fabriquées par l'industrie chimique. Les angles du secteur nécessaires pour produire le blanc sont les suivants :

$$\left. \begin{array}{ll} \text{Orangé.....} & 50^\circ \\ \text{Troisième jaune vert...} & 122^\circ \\ \text{Troisième bleu.....} & 188^\circ \end{array} \right\} = 50^\circ \text{ de blanc.}$$

Ces couleurs sont, on le voit, d'une grande inégalité d'intensité de coloration. Mais il est aisé d'en faire trois autres qui puissent donner le blanc avec des secteurs de 120° pour chaque couleur, c'est-à-dire des couleurs d'égale intensité de coloration. Il faut pour cela diminuer l'intensité de l'orangé et du troisième jaune vert et les ramener à celle du troisième bleu, qui est la plus faible des trois.

On a alors pour l'orangé :

$$\frac{50 \times 360}{188} = 95^\circ, \quad (a)$$

Secteur d'orangé qui, mis en rotation devant l'orifice noir, produira la couleur cherchée.

De même pour le troisième jaune vert on aura :

$$\frac{122 \times 360}{188} = \text{secteur de } 233^\circ. \quad (b)$$

On copie avec des matières colorantes l'aspect du disque et on obtient ainsi les couleurs d'intensité de coloration voulue. Mais une difficulté pratique se présente (que j'ai signalé il y a trente ans déjà), c'est que l'aspect de ces couleurs, telles qu'elles résultent de la rotation du secteur coloré devant l'orifice noir ne peut être imité par les matières colorantes dont nous disposons. Ce que nous pouvons reproduire par la copie ce sont des couleurs plus ternes et plus claires. Il faut ajouter au secteur coloré un petit secteur blanc, qui éclaircit l'aspect du disque. Cette addition a l'inconvénient d'augmenter l'intensité lumineuse totale en ajoutant à la sensation colorée celle du blanc ternaire; mais elle est indispensable pour la reproduction exacte de l'aspect du disque.

Deuxième expérience. — À l'aide des trois couleurs, *a*, *b*, *c*, on

compose un disque formé par des secteurs de 120° de chacune d'elle.

En mettant en rotation on constate la formation d'un gris qui d'autre part peut être obtenu par la rotation rapide d'un secteur de 70° de blanc.

Ce qui veut dire que le blanc surajouté pour les raisons indiquées ci-dessus est de $(70 - 50)$, soit 20° , quantité qui se répartit entre le nouveau type d'orangé et de troisième jaune vert.

Troisième expérience. — On compose un disque avec secteurs égaux des couleurs a et c de troisième jaune vert et troisième bleu, et on copie l'aspect du disque, avec des matières colorantes, soit d cette couleur. C'est un vert bleu complémentaire de l'orangé b .

Quatrième expérience. — A l'aide de cette couleur d et de sa complémentaire l'orangé, etc., on détermine par tâtonnement les angles des secteurs qui forment un gris incolore, que d'autre part ⁽¹⁾, on cherche de même à reproduire par un secteur blanc, tournant devant l'orifice noir. On trouve :

$$239^\circ d + 121^\circ b = 70^\circ \text{ blanc}$$

ou sensiblement :

$$240^\circ d + 120^\circ b = 70^\circ.$$

Discussion. — On remarquera qu'il a fallu un secteur d , double du secteur b , pour avoir un mélange incolore, ce qui indique que la couleur d est d'une intensité de coloration moitié de celle de b . En général, l'intensité de coloration des mélanges sera toujours plus petite que celle de la moyenne des deux composantes. Malgré cette diminution considérable de la coloration, rien n'a disparu comme sensation lumineuse; car ce qui s'est perdu comme coloration se retrouve comme intensité lumineuse totale, ainsi que le prouve le chiffre de 70° trouvé pour l'angle du secteur blanc, qui est en effet le même dans l'expérience 3 que dans l'expérience 1. On conclut de là qu'à côté de la couleur d il s'est formé du blanc, et la somme des deux espèces de sensations est la même dans les deux cas.

Si à la place des trois couleurs a, b, c , nous substituons par la pensée les trois couleurs A, B, C, représentant les sensations fondamentales, avec l'intensité de coloration qu'elles possèdent dans le blanc vu par le même éclairage, chacune d'elles représentera $1/3$ de l'intensité du blanc pris comme unité.

(1) *Bulletin de la Soc. ind.*, Rouen, 1882, p. 387-389, et *Comptes rendus*, t. XCIV, p. 1412.

La couleur D complémentaire de B possédera une intensité de coloration moitié, c'est-à-dire $1/6$ du blanc; et en outre elle sera mélangée d'une sensation lumineuse incolore dont l'intensité est aussi de $1/6$, de telle sorte que la somme des sensations éprouvées par l'œil, à la vision de la couleur *d*, sera de $1/3$; c'est-à-dire la même intensité lumineuse totale que celle de chacune des 3 couleurs primaires. Ces résultats se traduisent aisément par une figure géométrique.

Diagramme. — Le point O (*fig. 1*) représentera, non pas le *blanc*, mais l'absence totale de toute sensation lumineuse colorée ou non. C'est le noir absolu.

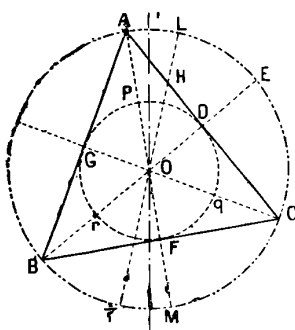


FIG. 1.

(Cette conception diffère du tout au tout de celle de Maxwell qui sera examinée plus loin.)

De ce point partent trois lignes, distantes de 120° , OA, OB et OC représentant les trois sensations fondamentales considérées comme équidistantes à la vue. Ces lignes auront des longueurs proportionnelles, aux intensités de coloration; c'est-à-dire que leur longueur sera en raison inverse des angles des secteurs produisant la sensation du blanc.

Dans le cas particulier, nous avons ramené les intensités des trois couleurs à être égales entre elles (ce qui nous a été facile à l'aide des disques tournants). Les trois lignes auront donc même longueur, et OA, OB et OC représentant l'intensité de coloration, elles constituent trois rayons d'une même circonférence.

Les points A, B, C seront aussi les trois sommets d'un triangle

équilatéral. Une couleur binaire H trouvera sa place sur le côté AC, du triangle A, B, C. Les distances AH et HC seront en raison inverse des angles des secteurs qui auront servi à produire la couleur binaire H. L'intensité de coloration de cette couleur est représentée par la ligne OH. Cette intensité dépendra de la position de H. Elle sera maximum au point A, c'est-à-dire de $1/3$.

Elle sera minimum au point D placé au milieu de A et de C; elle sera de $1/6$.

Mais l'intensité lumineuse totale de H sera restée la même, c'est-à-dire de $1/3$. Elle sera donc représentée par un rayon tel que OL, et l'intensité de la sensation du blanc binaire produite par le mélange sera égale à $OL - OH$, c'est-à-dire HL. Sensation qui est nulle au point A, et maximum au point D où elle sera de $1/6$; en continuant à déplacer H dans la direction de C, elle décroîtra de nouveau pour être nulle au point C.

On voit par là que la construction et l'expérience sont d'accord. Il en résulte que si les sensations primaires peuvent être définies par un point unique, il *en faut deux pour définir les couleurs binaires*.

Le premier, placé en H sur les côtés du triangle, donne à la fois la nuance et l'intensité de coloration; le deuxième, placé en L, sur la circonférence du cercle circonscrit, correspond à l'intensité lumineuse totale. La ligne OL est un rayon. OL est donc une grandeur constante pour le système A, B, C, et égale à $1/3$ de l'intensité du blanc.

La table des couleurs ne représente donc pas uniquement la forme d'un triangle, mais celle d'un triangle inscrit dans un cercle. Elle doit cette forme à la production du blanc binaire, conséquence de la théorie d'Young; cette production a échappé à Maxwell, et il ne pouvait en être autrement, étant donnée la construction géométrique à laquelle il a eu recours pour traduire les résultats de ses expériences (¹).

II. — LA CONSTRUCTION CHROMATIQUE DANS L'ESPACE.

On a vu dans ce qui précède que, quand on n'envisage que le mélange de deux sensations primaires, le lieu des intensités de coloration se trouve sur le périmètre d'un triangle et celui des intensités

(¹) *Comptes rendus*, t. CL, p. 235.

lumineuses totales sur le cercle circonscrit. Mais la grande majorité des couleurs que la nature nous montre, ou que les arts savent reproduire, sont le résultat de l'excitation de trois sensations colorées primaires. C'est-à-dire qu'à la sensation binaire colorée vient s'ajouter une sensation ternaire incolore, celle du blanc.

Ce n'est plus alors dans un plan que l'on peut caser les diverses sensations lumineuses colorées, que l'œil peut éprouver pour un éclairage donné.

L'arrangement qui leur assure, à toutes, une place devient une figure dans l'espace. Les divers auteurs qui se sont occupés de la question ne semblent pas avoir connu le fait de la formation du blanc binaire; car ils n'en ont pas tenu compte.

Lambert, qui le premier a tenu compte de la place du noir, a adopté la forme d'une pyramide ou d'un cône (1) et placé le noir au sommet. Rood (2) lui donne la forme d'un cylindre pouvant se transformer en un cône, par suppressions, et même en deux cônes semblables réunis par leur base; et Chevreul a conçu une construction hémisphérique.

Par voie de déduction nous avons montré que la base de la figure est un triangle équilatéral inscrit dans un cercle.

Le centre du cercle est le noir parfait. Ce dernier, représentant l'absence totale de toute sensation lumineuse, représente aussi, à plus forte raison, l'absence de toute coloration.

La sensation du blanc, qui implique aussi l'absence de coloration trouvera donc sa place sur une ligne partant du point O, et normale au plan du triangle ABC. Cette ligne constitue l'axe de la figure. Sa longueur est limitée par la définition qui fait du blanc la somme de toutes les sensations colorées que l'œil peut éprouver pour l'éclairage donné, c'est-à-dire la somme de $AO + BO + CO$. Cet axe aura en conséquence une hauteur égale à trois rayons.

Au sommet, O', la sensation lumineuse est à son maximum, mais incolore. Cette sensation baissera graduellement d'intensité à mesure que l'on se rapproche du point O où elle sera nulle. La ligne O'O représente donc toute l'échelle des gris partant du blanc en O' et aboutissant en O au noir absolu.

(1) HELMHOLTZ, *Optique physiologique*, éd. française, p. 372; — J.-H. LAMBERT, *Beschreibung einer Farbenpyramide*, Berlin, 1772.

(2) ROOD, *Théorie scientifique des couleurs*, p. 185.

La ligne AO' sera à son tour le lieu des points qui représentent les couleurs intermédiaires entre la couleur A et le blanc O'.

Le raisonnement est le même pour B et pour C. La coloration sera maximum au point A et nulle au point O' ; l'intensité lumineuse totale ira en croissant depuis A, où elle est de $1/3$ jusqu'au sommet O' où elle est égale à l'unité.

Dans la pratique, à chaque point de la ligne AO', la couleur sera définie par les angles des secteurs de couleur A et du secteur blanc qui servent à la reproduire (*fig. 2*). Soit a cette couleur, elle est obtenue avec couleur A, n degrés et avec un secteur blanc de $(360 - n)^\circ$.

Sa place sur la ligne AO' sera à une distance de A représentée par $\frac{360 - n}{360}$ et à une distance de $\frac{n}{360}$ du sommet O'. Car les distances comptées à partir des extrémités seront toujours en raison inverse des angles des secteurs correspondants.

Les couleurs binaires étant représentées par deux points, placés sur le même rayon : l'un H, situé à l'intersection du rayon et de l'un des côtés du triangle ; l'autre L, placé sur la circonférence, la ligne HO' sera la place des intermédiaires entre la couleur H et le blanc en O'. Elle fait partie de la pyramide O'ABC, et la ligne LO' représentant les intensités lumineuses totales fait partie du cône enveloppant.

Toutes les couleurs qui peuvent se concevoir pour un éclairage donné trouvent leur place dans cette figure, depuis le noir absolu jusqu'au blanc parfait en passant par le maximum de coloration que l'œil puisse éprouver, et qu'il éprouve en réalité inconsciemment à la vue d'une surface blanche. Aucune des matières colorantes dont nous puissions actuellement disposer ne peut nous donner des couleurs de l'intensité de AO, qui reste un idéal.

Les plus belles matières colorantes ne nous ont donné, ainsi qu'on l'a vu plus haut, en les disposant sur un disque, de manière à obtenir par sa rotation un gris parfaitement incolore, qu'un secteur blanc de 50° ; tandis que, théoriquement, on devrait obtenir un gris de 120° .

La place de ces couleurs se trouve en conséquence à l'intérieur du triangle A, B, C. On peut se figurer une série de triangles plus petits inscrits dans ABC correspondant à des couleurs d'une intensité de coloration plus petite que OA.

Ces couleurs correspondent aux couleurs rabattues du cercle de

Chevreul, et leur intensité de coloration peut décroître jusqu'en O, le lieu du **noir** absolu.

Il y a une **classe** de couleurs, comprise dans cette construction, qui est particulièrement intéressante au point de vue des applications aux arts décoratifs, ce sont les

Couleurs d'égalité de coloration. — Ce sont elles qui forment les camaïeux parfaits.

En pratique on les obtient en **composant** un disque avec un secteur coloré d'un angle α et des secteurs blancs dont l'angle peut varier depuis 0° jusqu'à $360^\circ - \alpha$. On met ce disque en rotation rapide devant l'orifice noir qui, dans nos expériences représente le noir absolu.

Ces couleurs sont d'autant plus foncées que le secteur blanc est plus petit et d'autant plus claires que le secteur blanc est plus grand. Mais qu'elles soient claires ou foncées, leur intensité de coloration est la même pour toutes celles qui sont obtenues avec le même secteur coloré ; seule l'intensité lumineuse totale est différente. Et non seulement toutes les teintes dérivées ainsi d'une même couleur franche ont même complémentaire, mais celles qui dérivent d'un même secteur d'angle constant, produisent avec la complémentaire commune un gris incolore, avec un secteur qui est le même pour tous les tons : ce qui change, c'est la hauteur de ton du gris obtenue : le secteur blanc représentant chacun de ces gris est d'autant plus grand que ce ton est plus clair, et d'autant plus petit que le ton de la couleur est plus foncé. Elles sont équivalentes entre elles au point de vue de la coloration et peuvent se substituer à surface égale dans les coloris. Leur emploi produit des effets intéressants autant par leur harmonie que par leur nouveauté. Car, ainsi que je l'ai démontré autrefois (1) on ne peut les obtenir en éclaircissant par une matière blanche la couleur d'une matière colorante. Le seul moyen de préparer ces camaïeux, consiste à copier l'aspect des disques tournants composés comme il vient d'être dit.

Dans la construction chromatique (1) (*fig. 2*), ces couleurs sont placées sur des lignes parallèles à l'axe OO' .

Leur intensité de coloration est représentée par rO (*fig. 1 et 2*), et leur intensité lumineuse totale par $rO + OO''$. Si rO reste constant, OO'' peut varier. Les limites sont : minimum zéro, maxi-

(1) *Comptes rendus*, t. LXXXVI, p. 383 ; 1878.

mum OO'' . — Or plus rO devient petit (il peut varier depuis O , jusqu'en rO) plus OO'' peut devenir grand; la limite est OO' ; dans ce moment la sensation colorée est nulle, mais l'intensité lumineuse totale a atteint son maximum pour l'éclairage donné; elle est alors le blanc parfait.

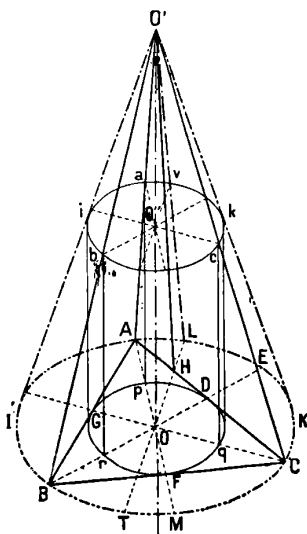


FIG. 2.

Pour l'ensemble des couleurs d'un même cercle chromatique (cercle F. G. D), les couleurs de même intensité de coloration sont placées sur les génératrices du cylindre FGD *abc*, dont la hauteur et le diamètre peuvent varier entre les limites assignées par la construction.

III. — LA CONSTRUCTION DE MAXWELL.

La construction chromatique que nous venons de décrire diffère notablement de celle de Maxwell⁽¹⁾ en ce qu'elle donne une place au noir absolu.

Et il est intéressant d'examiner les conséquences de cette conception.

Le but de Maxwell a été de « comparer exactement toutes les variétés des couleurs visibles; de représenter les résultats de l'expé-

(1) *Comptes rendus*, t. CL, p. 235.

rience par des chiffres, et de déduire de ces chiffres certaines lois de la vision ». Or ce but Maxwell l'a atteint d'une manière brillante.

Il est le premier qui ait mis de la précision dans les études et dans le langage relatifs aux couleurs; il est arrivé aux conclusions suivantes, sur lesquelles on est heureux de s'appuyer, quand on fait des recherches dans la même direction.

Maxwell est arrivé à conclure :

1° « Que l'œil humain est capable d'estimer la ressemblance de couleur avec une précision souvent très grande ;

2° « Que le jugement ainsi formé est déterminé, non par l'identité des couleurs, mais par une cause résidant dans l'œil de l'observateur ;

3° « Que les yeux des différents observateurs varient quant à leur sensibilité, mais concordent entre eux de si près qu'il ne peut y avoir de doute que la loi de la vision des couleurs est identique pour tous les yeux normaux. »

Il résulte de ce texte que Maxwell s'est bien placé sur le terrain physiologique dans l'interprétation des faits constatés par lui.

Mais sa représentation graphique ne montre pas les conséquences de la théorie d'Young que nous venons d'exposer.

Et elle doit cette imperfection à une hypothèse que dès le début Maxwell a adoptée comme base de sa construction, sans d'ailleurs ni l'énoncer, ni la justifier. Il commence par choisir trois couleurs, telles que par leur mélange deux à deux on puisse produire « passablement » les couleurs binaires.

Il fait observer qu'on ne peut prendre comme primaires le jaune et le bleu, qui sont complémentaires et ne peuvent produire aucune couleur intermédiaire. Il remplace le jaune par du vert (le vert de chrome), prend un bleu un peu violacé (l'outremer) et un rouge un peu orangé (le vermillon).

Et par une expérience faite avec disques tournants, il détermine l'angle des secteurs des trois couleurs, nécessaire pour obtenir un gris neutre, que d'autre part il reproduit avec des secteurs blancs et des secteurs noirs. La mesure des angles lui donne une équation qu'il traduit par un triangle équilatéral.

Les trois sommets équidistants représentent l'équidistance à la vue des trois couleurs choisies par lui. En ceci il n'y a pas d'arbitraire : la condition de l'équidistance ressort de la définition même.

Puis il fait une hypothèse en assignant arbitrairement une *même*

intensité de coloration à ses trois types colorés, qui, on le voit, à première vue, sont d'une intensité si inégale. En conséquence de cette hypothèse, pour trouver la place du blanc, il a dû recourir au procédé de Newton, et placer ce blanc au centre de gravité d'un système dans lequel la quantité de chaque couleur est représentée par des poids.

Ces poids sont proportionnels aux angles des secteurs qui expérimentalement concourent à la formation du blanc.

Ces angles étant fort inégaux, parce que l'intensité des colorations des trois couleurs est en réalité très différente, le centre de gravité se trouve placé quelque part à l'intérieur du triangle, et fort loin du centre de la figure.

Il résulte de cette conception ceci : c'est que pour trois couleurs qualitativement identiques, comme celles de notre expérience 1 et 2, mais différentes par l'intensité, on aurait dans cette construction des distances angulaires différentes, pour chacun des deux systèmes. Ce qui est un grand inconvénient, et cette circonstance a empêché Maxwell de reconnaître l'existence du blanc binaire et les conséquences qui en découlent.

Car non seulement une couleur binaire ne saurait être représentée par un point unique ; mais un point unique peut appartenir à deux couleurs différentes.

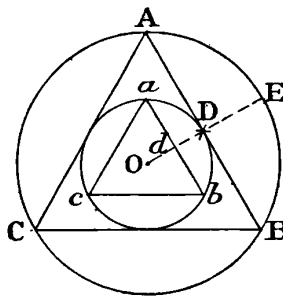


FIG. 3.

Le point D est sur le périmètre du triangle ABC et définit l'intensité de coloration de la couleur OE. Mais il est aussi sur la circonférence abc et correspond à l'intensité lumineuse totale de la couleur, dont Od représente l'intensité de coloration.

Chaque point peut être à la fois sur une circonférence et sur le périmètre d'un triangle inscrit. — Notre but étant d'examiner de plus près les conséquences de l'hypothèse d'Young, nous avons été

conduit logiquement à adopter une construction traduisant les faits nouveaux observés par nous (*fig. 3*).

IV. — LE CERCLE CHROMATIQUE.

Les conséquences de la théorie d'Young présentent donc le diagramme des couleurs projeté dans un plan comme un triangle inscrit dans un cercle. Les couleurs correspondant aux sensations fondamentales occupent les sommets, et les couleurs binaires les côtés du triangle. Il résulte de là que l'intensité de coloration de ces couleurs, étant représentée par la distance qui les sépare du point O, varie depuis le maximum $\frac{1}{3}$ OA jusqu'au minimum $\frac{1}{6}$ OD qui est l'intensité de coloration des complémentaires des couleurs primaires.

De plus, l'intensité lumineuse totale étant la même pour toutes ces couleurs est représentée par le rayon du cercle.

Elle est constante pour toutes les couleurs binaires du système, et toujours plus grande que l'intensité de coloration.

La différence OL — OH est constituée par le blanc binaire, dont la mesure est donnée par la longueur HL qui varie depuis O (au point A) jusqu'à $\frac{1}{6}$. C'est-à-dire que les couleurs sont lavées de blanc, et celles qui le sont le plus sont les complémentaires des trois couleurs primaires.

Cet aspect et cette disposition, donnant des couleurs d'intensité de coloration variable et inégalement lavées de blanc, est moins intéressant pour la pratique qu'une collection de types de couleurs ayant toutes même intensité de coloration.

L'ensemble possède alors nécessairement la forme d'un cercle, et le plus grand que l'on puisse concevoir théoriquement est le cercle inscrit tangent aux côtés du triangle.

L'intensité de coloration maximum est alors de $\frac{1}{6}$.

On est obligé de ramener l'intensité des couleurs primaires de la valeur de $\frac{1}{3}$ à celle de $\frac{1}{6}$, c'est-à-dire qu'il faut les rabattre de moitié et rabattre d'une manière correspondante toutes les couleurs binaires.

Un cercle chromatique de cette intensité ne peut pas être exécuté faute de matières colorantes pouvant représenter ces couleurs. Ce sera toujours un cercle d'un rayon plus petit que OD (*fig. 1*).

Mais de combien plus petit ?

Dans l'état actuel de la question, on ne peut répondre avec préci-

sion. En effet l'intensité de coloration est mesurée par rapport au blanc. Le blanc ne peut être obtenu que par un couple de couleurs complémentaires; et alors l'angle du secteur blanc représente l'intensité lumineuse totale du couple, et non celle de la coloration de chacune des deux couleurs. Cet angle est la somme de trois espèces de blanc :

- 1° La lumière blanche diffusée par la surface colorée;
- 2° Le blanc binaire, inhérent à la couleur;
- 3° Le blanc ternaire surajouté au moment du rabat.

Or ce dernier seul est connu; le premier, pour l'instant, ne peut être mesuré, et par conséquent le deuxième, qui ne peut être obtenu que par différence, l'est également, et on ne peut actuellement pas même savoir quelle est l'intensité de coloration d'un couple. Tout ce que l'on peut constater, c'est que l'intensité lumineuse totale, obtenue par le mélange de nos plus belles couleurs teintées sur laine par exemple est représentée par un secteur blanc de 50°, tandis (expérience I) que la théorie demande 120°. L'intensité lumineuse totale des couleurs du cercle chromatique (1) que nous avons exécuté selon la théorie d'Young n'est que des 5/12 de la théorie. L'intensité de coloration est nécessairement encore plus éloignée de la limite.

Il n'a pas été possible pour l'instant d'aller plus loin; et cela parce que l'on s'est posé la condition de l'égalité parfaite, de l'intensité de coloration de tous les couples du cercle.

Si nous possédons des rouges, des orangés, des jaunes et des jaunes verts très beaux et d'une grande intensité de coloration, nous manquons par contre de bleus et de violets équivalents.

Et pour se mettre au niveau des couleurs les moins intenses, on est obligé de rabattre les plus belles. Ceci donne au cercle chromatique que nous avons exécuté un aspect très différent de celui des cercles, exécutés par les teinturiers et que l'on voit dans les expositions.

Là l'artiste s'applique à employer les couleurs les plus vives qu'il peut se procurer. Tel est ce cercle chromatique exécuté sur soie par la maison Meister Lucius à Höchst-sur-Main et qui représente certainement ce que l'on peut exécuter de plus brillant avec les matières colorantes les plus connues, celles du goudron de houille. Dans ce cercle, le rapport des intensités de coloration est par exemple pour le

(1) Ce cercle a été présenté par M. Violle à l'Académie des sciences dans sa séance du 17 mai 1909 et à la Société française de physique par l'auteur dans la séance du 21 janvier 1910.

couple vert-bleu-orangé, de 1 à 6. De semblables différences d'intensités se constatent pour le cercle chromatique de Chevreul, où il n'y a qu'un seul couple pour lequel il y ait égalité d'intensité pour les deux couleurs, c'est le couple vert-violet. Pour tous les autres, le côté du rouge, du jaune est toujours plus intense que le côté de leurs complémentaires.

Le cercle chromatique nouveau forme une collection de 24 couleurs ou de 12 couples de couleurs complémentaires, qui sont autant que possible d'égale intensité de coloration.

C'est-à-dire que les deux couleurs, étant fixées sur un disque, produisent la sensation du blanc, quand elles occupent chacune la moitié de la surface du disque.

L'angle du secteur blanc obtenu devrait être rigoureusement le même pour tous ces couples. Mais cette condition est la plus difficile à remplir de toutes les trois qu'on s'est imposées. Le secteur blanc varie en réalité de 40° à 60° et est en moyenne de 50°. Cette différence se traduit à la vue par un aspect plus ou moins foncé de l'une des deux couleurs du couple.

Enfin on s'est imposé une quatrième condition, c'est la distance angulaire régulière des couples. Elle est de 15°. Comme on doit s'y attendre, cette condition n'a été réalisée que d'une manière approchée; il y a des couples pour lesquels la distance n'est que 10°; pour d'autres et c'est le plus grand nombre, elle est rigoureuse. Et il faudrait remplacer les couples trop rapprochés. Mais le travail est difficile. Il a fallu tant de teintures pour atteindre l'approximation voulue, que finalement, et pour conclure, on s'est contenté du résultat obtenu. Car cette condition d'équidistance angulaire n'est qu'une satisfaction de l'esprit. L'essentiel pour la pratique est que les couleurs d'un couple soient complémentaires. Toutes les autres conditions sont d'autant moins importantes, que par mesure directe on peut connaître pour chaque couple : 1° les intensités relatives; 2° l'intensité lumineuse totale, et 3° la distance angulaire, conditions intéressantes à connaître, mais nullement indispensables dans la pratique.

Quelle est la place exacte de ce cercle dans la construction dans l'espace?

C'est là encore une question sans intérêt pratique immédiat. Les inégalités constatées par la mesure directe à l'aide des disques tournants permettent d'affirmer que ce cercle ne se place pas rigoureuse-

ment dans un plan, mais que seule sa projection dans ce plan peut être connue.

Par suite aussi des inégalités d'intensités de coloration, sa forme n'est pas rigoureusement celle d'un cercle. Elle est celle d'une courbe fermée très voisine et dont le périmètre est légèrement ondulé. Il faut le considérer simplement comme une collection de couples complémentaires dont les composants ont sensiblement même intensité de coloration et comme une première approximation. Il suffit pour guider les artistes dans leurs applications aux coloris décoratifs. Mais au point de vue où nous sommes placés, celui de la science de la couleur, il n'est pas nécessaire d'exécuter ni le cercle chromatique, ni la construction chromatique dans l'espace.

Le diagramme (*fig. 1*) suffit à tous les besoins, il permet de résoudre tous les problèmes relatifs au mélange des sensations colorées. Il permet de déterminer les intensités de coloration, les distances angulaires.

Il permet d'analyser une couleur quelconque, de trouver sa complémentaire, et de là calculer les angles des secteurs colorés et des secteurs blancs, qui reproduisent cette couleur par une expérience synthétique, rien que par des expériences exécutées avec les disques tournants, expériences dont les données numériques servent de base à des calculs. Ces calculs sont simplifiés par des mesures prises sur la figure géométrique. Pour donner un intérêt général aux chiffres obtenus, il n'est pas nécessaire de posséder un grand nombre de types colorés teints à l'avance :

Il suffit de posséder cinq données, savoir : le noir absolu, le blanc (au sulfate de baryte) et trois étalons colorés, correspondant aux sensations fondamentales. Sur ces cinq, deux : le blanc et le noir, peuvent être reproduits en tout temps et en tout lieu, identiques à eux-mêmes. Il n'en est pas de même des étalons colorés dont la fabrication ne donne pas des résultats suffisamment constants. Il faut s'en rapporter à des types fixés par convention.

L'expérience a montré qu'en opérant à la lumière diffuse du jour, entre dix heures du matin et quatre heures du soir, on obtient des résultats numériques suffisamment constants.

En effet les disques qui ont servi en 1875 à Mulhouse, en 1881 à Paris, donnent encore aujourd'hui, dans les limites indiquées, les mêmes chiffres. Les résultats sont assez indépendants du temps et du lieu pour acquérir une valeur générale.

Et si l'on voulait procéder à une classification des couleurs et à leur définition, on pourrait le faire si le besoin s'en faisait sérieusement sentir.

NOUVEAUX APPAREILS DE MESURE ⁽¹⁾;

Par M. le commandant FERRIÉ.

Considérons un phénomène quelconque, électrique ou mécanique par exemple, que l'on fait agir sur deux appareils construits chacun de telle sorte que les variations des éléments du phénomène se traduisent par des variations du déplacement angulaire d'une aiguille mobile devant un cadran, commun aux deux appareils.

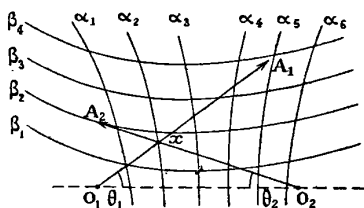


FIG. 1.

Supposons que les déplacements angulaires de θ_1 de l'aiguille A_1 (fig. 1) du premier appareil soient liés aux éléments variables, α et β , du phénomène par la relation :

$$\theta_1 = f_1(\alpha, \beta)$$

et que, pour l'aiguille du deuxième appareil, on ait une relation analogue :

$$\theta_2 = f_2(\alpha, \beta).$$

Éliminons β entre les deux équations, on a :

$$\alpha = \varphi(\theta_1, \theta_2).$$

En donnant à α une série de valeurs numériques α_1, α_2 etc., on a :

$$\alpha_1 = \varphi(\theta_1, \theta_2)$$

$$\alpha_2 = \varphi(\theta_1, \theta_2).$$

.....

(1) Communication faite à la Société française de physique : séance du 18 février 1910.

Ces équations représentent une famille de courbes en coordonnées bipolaires, ayant les centres de rotation O_1 , O_2 des aiguilles comme pôles.

On obtient de même une deuxième famille de courbes en éliminant α :

$$\begin{aligned}\beta_1 &= \psi(\theta_1, \theta_2) \\ \beta_2 &= \psi(\theta_1, \theta_2).\end{aligned}$$

Quand ces deux familles de courbes sont tracées sur le cadran commun aux deux aiguilles, on dispose d'un appareil permettant de mesurer les valeurs α_x , β_x des éléments variables du phénomène considéré à un instant quelconque. Il suffit d'observer le point de croisement des deux aiguilles et de noter le numéro de la courbe de chacune des deux familles qui passe par ce point.

Ce principe peut recevoir de très nombreuses applications, en électricité par exemple.

COURANT CONTINU. — *Mesure de la résistance et de la puissance en courant continu.* — Si l'un des deux appareils est un ampèremètre, et l'autre wattmètre on peut tracer une première famille de courbes :

$$R_n = \frac{E}{I}$$

et une deuxième famille :

$$W_n = EI.$$

En faisant passer dans l'ampèremètre le courant qui traverse une résistance inconnue R_x et en montant le voltmètre aux bornes de cette résistance, le point de croisement des aiguilles sera situé sur une courbe de chaque famille. Les numéros de ces courbes donneront la valeur de la résistance et de la puissance.

On peut évidemment placer sur l'appareil des shunts et des résistances convenables, de manière à étendre à volonté la « marge » de l'appareil.

COURANT ALTERNATIF. — *Mesure des self-inductions et des capacités pour un courant alternatif de fréquence déterminée.*

On a :

$$L = \frac{E}{\omega I} \quad \text{ou} \quad C = \frac{\omega E}{I}.$$

Il est donc encore possible, au moyen d'appareils thermiques par

exemple, un ampèremètre et un voltmètre, de créer un appareil de mesures directes de la self et de la capacité.

On peut également mesurer d'une manière analogue la résistance apparente d'un circuit.

Mesure de la fréquence en courant alternatif ordinaire.

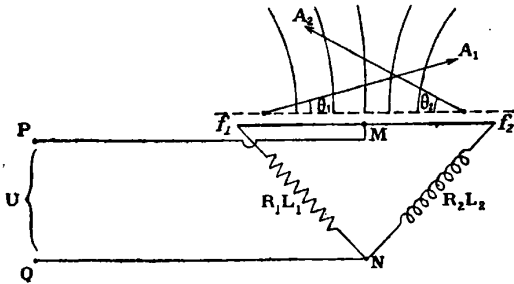


FIG. 2.

Soient P et Q (fig. 2) deux points entre lesquels existe une force électromotrice efficace U produite par un courant de pulsation ω . Le point P est relié à l'entrée M de deux fils d'ampèremètres thermiques f_1, f_2 . La sortie de ces fils est réunie au point A à travers deux impédances R_1L_1, R_2L_2 .

Les intensités efficaces dans chacun des fils thermiques sont :

$$I_1 = \frac{U}{\sqrt{R_1^2 + \omega^2 L_1^2}}$$

$$I_2 = \frac{U}{\sqrt{R_2^2 + \omega^2 L_2^2}}$$

en éliminant U, on a :

$$\omega = f(I_1, I_2) = f(\theta_1, \theta_2).$$

On peut donc tracer sur le cadran une famille de courbes correspondant à des fréquences ω_1, ω_2 , etc. et constituer ainsi un fréquence-mètre à lecture directe, indépendant du voltage, dans une certaine mesure.

Dans la pratique, il est bon de choisir $R_1 = 0$ et $L_2 = 0$.

En prenant sur chacune des courbes ci-dessus les points correspondants à un même voltage, on pourra tracer une deuxième famille de courbes permettant la mesure des tensions.

Mesure de la différence de phase en courant alternatif ordinaire.

— L'un des deux appareils étant un ampèremètre donnant l'inten-

sité efficace et l'autre un ampèremètre spécial mesurant $I \cos \varphi$, le croisement des aiguilles permet la mesure de φ .

On pourrait également employer 2 wattmètres dont l'un donne la puissance $EI \cos \varphi$ et l'autre $EI \sin \varphi$.

Mesure de la fréquence en courant triphasé non équilibré. — Il suffit d'employer la méthode des deux voltmètres et de tracer les courbes correspondant aux diverses puissances,

COURANTS DE HAUTE FRÉQUENCE. — On peut employer pour les mesures des divers éléments des courants de haute fréquence les mêmes procédés que pour les courants alternatifs ordinaires, en supposant que les voltages et les intensités efficaces des trains d'ondes amorties sont reliés par les mêmes formules que les courants non amortis, ce qui paraît suffisamment exact pour la pratique courante.

Pour les *mesures de fréquence* ou de longueur d'onde, l'appareil est absolument analogue à celui qui a été décrit plus haut pour les courants alternatifs ordinaires. On constitue ainsi un ondemètre, qui présente sur les autres appareils de même nature l'avantage de permettre la mesure des longueurs d'onde par lecture directe, sans avoir aucun organe à manœuvrer.

Pour les mesures de selfs et de capacité de faibles valeurs, on peut évidemment constituer un appareil spécial à deux branches (comme le précédent) : dans l'une des branches est une résistance ohmique sans self appréciable (fil fin et court), dans l'autre branche est introduite la self ou la capacité à mesurer. En alimentant l'ensemble avec un courant de haute fréquence constante ω , il est possible de construire des courbes correspondant aux diverses valeurs de L et de C . La gamme peut être étendue en variant la résistance de la première branche.

Il est aussi possible d'utiliser un ondemètre du modèle décrit plus haut pour effectuer ces mesures de self ou de capacité. On soumet l'ondemètre à l'action de courants de pulsation ω qu'on lit sur l'ondemètre en notant les positions exactes des deux aiguilles. On introduit dans l'une des branches la self ou la capacité x à mesurer, et on soumet encore l'appareil à l'action d'ondes de pulsation ω , en ayant soin de régler cette action de manière que l'aiguille qui correspond à la branche non modifiée ait la même déviation qu'auparavant. Les aiguilles se croisent alors sur la courbe correspondant à la pulsation ω' .

Tout se passe donc comme si, la self ou la capacité x à mesurer n'existait pas et si la pulsation était ω' .

L'intensité qui traverse cette branche peut donc être mise sous deux formes différentes :

$$I_1 = \sqrt{R^2 + \omega^2(L^2 + x)^2}$$

$$I_1 = \sqrt{R^2 + \omega'^2 L^2}$$

R et L étant connus, ω et ω' lus sur l'appareil, il est facile de calculer x .

Pour la *mesure des amortissements*, on peut employer le procédé suivant, si l'on admet l'exactitude des formules de Bjerkness.

Des oscillations étant produites dans un circuit, si l'on approche de celui-ci un autre circuit contenant un ampèremètre thermique une self fixe et un condensateur réglable, et qu'on règle ce dernier de manière que l'ampèremètre donne le maximum de déviation Y, on a :

$$Y = \frac{E^2}{16L^2} \times \frac{1}{\alpha_1 \alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2)},$$

E étant la force électromotrice maximum induite dans le deuxième circuit par le premier, L la self du deuxième circuit, α_1 , α_2 les amortissements des deux circuits.

Disposons un troisième circuit analogue au deuxième, on a de même :

$$Y' = \frac{E'^2}{16L'^2} \times \frac{1}{\alpha_1 \alpha_3 (\alpha_1 + \alpha_3)}.$$

Réunissons les ampèremètres thermiques des deux circuits de manière à former un appareil à deux aiguilles.

On a :

$$\frac{Y}{Y'} = \left(\frac{E}{E'}\right)^2 \times \left(\frac{L}{L'}\right)^2 \times \frac{\alpha_3 (\alpha_1 + \alpha_3)}{\alpha_2 (\alpha_1 + \alpha_2)}.$$

Il est facile d'obtenir que le rapport $\frac{E}{E'}$ soit constant, en faisant agir le circuit à étudier sur les deux circuits de mesure, au moyen d'un circuit intermédiaire dont la position est invariable par rapport à ces derniers. L et L' α_2 et α_3 étant supposés connus, on peut faire varier α_1 et construire des courbes correspondant à ses diverses valeurs. Pour effectuer ensuite une mesure, il suffit d'approcher l'appareil du circuit à mesurer, de régler les condensateurs réglables

de manière que les aiguilles aient leur maximum d'amplitude et de noter la courbe sur laquelle s'effectue leur croisement.

Un procédé analogue permet d'effectuer la mesure des résistances apparentes d'un circuit, d'une antenne par exemple.

M. Carpentier a déjà réalisé d'une manière aussi parfaite qu'on pouvait le désirer trois des appareils qui viennent d'être décrits :

Un fréquencemètre pour courants alternatifs;
Un ondemètre;
Un ohmmètre;

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE

T. LXIII; 1908.

FREDENHAGEN. — Zusammenfassende Darstellung der verschiedenen Passivitätstheorien und neue Beobachtungen « über die Passivität » von Eisen, Nickel und Chrom (Exposé des différentes théories de la passivité et nouvelles observations sur la passivité du fer, du nickel et du chrome). — P. 1

La théorie d'après laquelle il y a formation intermédiaire d'oxydes n'est pas confirmée par une série de faits; d'ailleurs elle se rapproche beaucoup de la théorie électrolytique. La passivité est un phénomène dans lequel la vitesse de réaction entre l'oxygène et le métal joue le principal rôle; elle intervient dès que la polarisation par l'oxygène s'étend à toute la surface de la cathode, elle cesse quand l'oxygène est consommé plus vite qu'il n'est produit; le métal n'est jamais complètement inattaqué.

BLACKMANN. — Eine einfache Methode der Dampfdichtelestimmung (Une méthode simple pour la détermination des densités de vapeur). — P. 48.

Analogue à la méthode Meyer, elle donne rapidement des résultats assez approchés.

ROTHMUND. — Studien über die Kritische Trübung (Études sur le trouble critique). — P. 54.

Ces études faites sur les mélanges d'eau et d'acide butyrique montrent que le trouble critique est influencé par l'addition d'une

troisième substance; il est augmenté ou diminué suivant la nature du corps ajouté; cette influence n'est pas due à une action saline comme pour les colloïdes; ainsi le sucre fait disparaître le trouble et la naphthaline l'augmente beaucoup; le phénomène paraît dû à des causes optiques.

SALM. — Messungen der Affinitätsgrößen organischer Säuren mit Hilfe von Indikatoren (Mesures de l'affinité des acides organiques au moyen d'indicateurs). — P. 83.

La détermination des constantes de dissociation d'après la méthode des indicateurs donne des résultats concordants avec ceux des autres méthodes. Les mesures d'affinités faites sur 68 acides organiques n'ont donné de divergence sensible avec les mesures de conductibilité que dans quelques cas, par exemple avec l'acide benzoïque.

LORENZ et FOX. — Neue Bestimmungen der Änderung der freien Energie eieger geschmolzener Schwermetallsalze (Nouvelles déterminations de la variation de l'énergie libre de quelques sels fondus des métaux lourds). — P. 109.

Les forces électromotrices sont les mêmes, que les électrodes aient été construites d'avance où qu'elles résultent de l'électrolyse du sel fondu.

Dans tous les cas, on trouve que $\frac{\partial e}{\partial T} = C^{\text{te}}$.

Entre 498° et 660°, on a pour le système Pb (PbCl²) Cl :

$$e = 1,263 - 0,000679 (t - 498),$$

Entre 560° et 740, on a pour le système Cd (CdCl²) Cl :

$$e = 1,258 - 0,000730(t - 560).$$

Entre 367° et 640°, on a pour le système Pb (PbBr²) Br :

$$e = 1,0945 - 0,000714 (t - 367).$$

Entre 580° et 720°, on a pour le système Cd (CdBr²) Br :

$$e = 1,045 - 0,000742 (t - 580).$$

LORENZ et FOX. — Zur Thermodynamik von Ketten mit geschmolzenen Elektrolyten (Sur la thermodynamique des chaînes à électrolytes fondus). — P. 121.

Les résultats précédents concordent bien avec ceux qu'indique la théorie basée sur la formule de Helmholtz et sur ce fait que, pour les piles dont il s'agit, l'expérience montre que $\frac{\partial e}{\partial T} = C^{\text{te}}$.

TAMMANN. — Ueber den Wärmeinhalt von Zweistoffsystemen (Sur la chaleur interne des systèmes de deux corps). — P. 129.

Cette chaleur interne se représente en fonction de la température et de la concentration par une surface. L'auteur examine les différentes formes qu'elle peut avoir suivant les cas.

LAUER et TAMMANN. — Ueber Verschiebungselastizität bei Flüssigkeiten (Sur l'élasticité de déformation dans les liquides). — P. 141.

Les recherches faites sur un mélange de 1 partie de bétol pour 1,5 de sucre, pour la glycérine et pour l'eau, montrent l'existence de cette élasticité pour des déformations rapides ; le phénomène dépend de la température.

LIVINGSTONE, MORGAN et STEVENSON. — Das Gewicht fallender Tropfen und die Tateschen Gesetze. Die Bestimmung der Molekulargewichte und Kritischen Temperaturen von Flüssigkeiten mit Hilfe der Tropfgewichte (Le poids des gouttes à leur chute et les lois de Tate. La détermination des poids moléculaires et des températures critiques des liquides au moyen du poids de ces gouttes). — P. 151.

On obtient des résultats comparables en se servant de tubes capillaires dont l'extrémité est un plan à 45° sur l'axe du tube ; dans ce cas, les mesures donnent des résultats comparables, et pour toutes la surface d'attache est la même. Les lois de Tate se vérifient bien et les poids des gouttes peuvent remplacer les tensions superficielles dans le calcul des poids moléculaires des liquides et de leurs températures critiques.

LEWIS. — Eine Methode zur Berechnung von Ionenkonzentrationen aus Potentialmessungen von Konzentrationsketten (Une méthode de calcul de la concentration en ions à partir des mesure de potentiel des chaînes à concentration). — P. 171.

La concentration en ions peut s'exprimer en fonction du nombre des molécules dissoutes par une formule parabolique dont les coefficients se tirent des mesures des forces électromotrices des piles à concentration.

BECKMANN. — Fehler der ebullioskopischen Verfahren und Versuche zu deren Beseitigung (Fautes commises dans les recherches ébullioscopiques; études sur la façon de les éviter). — P. 177.

Quand les concentrations des solutions sont faibles, une température ambiante trop basse conduit à des valeurs trop faibles des constantes et inversement; cette erreur disparaît peu à peu quand la concentration augmente. Il faut aussi tenir compte de la conductibilité calorifique des vases. Le chauffage par un courant électrique paraît donner les meilleurs résultats en entourant l'appareil d'un manteau de vapeur.

VAN LAAR. — Die Schmelz-oder Erstarrungskurven bei binären Systemen wenn die feste Phase ein Gemisch (amorphe feste Lösung oder Mischkristalle) der beiden Komponenten ist [Les courbes de fusion ou de solidification des systèmes binaires quand la phase solide est un mélange des deux composants (solution solide amorphe ou cristaux mixtes)]. — P. 216.

On s'appuie pour avoir dans ce cas l'équation de la courbe de fusion sur ce que le potentiel thermodynamique doit être le même pour chaque composant dans la phase solide et la phase liquide. Le calcul de l'énergie se fait à l'aide de l'équation d'état, qui permet aussi celui de l'entropie; on en déduit le potentiel thermodynamique. On arrive à une équation des courbes de fusion où entrent deux constantes calculables en fonction des coordonnées critiques des composants.

PISSARJEWSKY et KARP. — Die Beziehung zwischen der Diffusionskonstante, der innen Reibung und dem elektrischen Leitvermögen (La relation entre la constante de diffusion, le frottement interne et la conductibilité électrique). — P. 257.

Pour un électrolyte donné $\frac{D\eta}{\alpha}$ est une constante indépendante du dissolvant, D étant la constante de diffusion, η le frottement interne, α le degré de dissociation.

Pour un électrolyte quelconque, dans un dissolvant quelconque, on a $\frac{D\eta\sqrt{M}}{\alpha} = C^{te}$, M étant le poids moléculaire du corps dissous

WIGAND. — Statik und Kinetik der Umwandlung im flüssigen Schwefel und die Schmelzwärme des monoklinen Schwefels (Statique et cinétique de la transformation en soufre liquide et chaleur de fusion du soufre monoclinique). — P. 273.

Pour expliquer les anomalies du soufre liquide, on admet la transformation réversible $S_{sol} \rightleftharpoons S_{insol}$ qui se comporte en système homogène comme une réaction du 1^{er} ordre, de sorte que, quand la température s'élève, la proportion de S insoluble augmente. Pour les deux la molécule est S⁸; le phénomène est donc une simple métamérie. Les constantes des vitesses et de l'équilibre sont en accord avec la loi d'action de masse. La chaleur de fusion de S monoclinique est 10,4 grandes calories par gramme de soufre.

WALD. — Ueber die Ableitung stöchiometrischer Gesetze (Sur l'établissement des lois stœchiométriques). — P. 307.

Discussion des idées de Benediks et de Vries.

HENDERSON. — Zur Thermodynamik der Flüssigkeitsketten (Sur la thermodynamique des chaînes à liquides). — P. 325.

L'auteur indique une façon nouvelle de déterminer les différences de potentiel entre liquides en se servant d'une couche de passage obtenue par mélange au lieu de diffusion. L'expérience est plus sûre et permet le calcul dans le cas de deux solutions quelconques. La

formule obtenue est vérifiée pour des solutions contenant des ions polyvalents. Inversement la formule peut être utilisée pour obtenir des valeurs approchées des potentiels dans le cas où la couche de passage ne peut s'obtenir par simple mélange. Ce résultat est ensuite étendu aux solutions concentrées.

CHRISTOFF. — Nichtelektrolytische Auflösung von Quecksilber in Wasser und andern Flüssigkeiten (Dissolution non electrolytique du mercure dans l'eau et dans d'autres liquides). — P. 346.

Le mercure se dissout comme un non-électrolyte dans la benzine, le nitrobenzène et l'alcool purs, dans l'eau contenant de l'air, de l'azote, du gaz carbonique, de l'acide sulfurique ou un alcali.

H. VON JÜPTNER. — Verdampfungsstudien, I (Études sur la vaporisation, I).
P. 355.

Le coefficient f de la formule de Van der Waals :

$$\log \frac{p}{p_k} = f \left(1 - \frac{T}{T_k} \right),$$

passé par un minimum quand T varie. Il est donné par la relation :

$$f = f_0 - a \frac{T}{T_k} + \frac{b}{1 - \frac{T}{T_k}},$$

qui est en désaccord avec l'expérience au voisinage des conditions critiques.

Pour $p = p_k$ elle donne $\log \frac{p}{p_k} = -b$ au lieu de zéro.

L'auteur donne une autre équation dont les résultats sont conformes à ceux de l'expérience,

HANTZSCH et CLARK. — Optische Untersuchung des Zustands von Chromat- und Permanganat-Lösungen (Recherche optique de l'état des solutions des chromates et des permanganates). — P. 367.

Il résulte de l'étude de leurs spectres d'absorption que les solutions de CrO_3 dans l'eau pure et dans l'eau acidulée par SO^4H^2 sont opti-

quement identiques aux solutions faiblement acides du bichromate de potassium pour toute concentration.

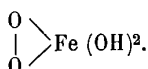
Les bichromates en solution dans l'eau pure tendent vers les chromates.

Les solutions des chromates dans l'eau et les alcalis sont tout à fait différentes des précédents. On en déduit les ions possibles dans les diverses solutions.

Les solutions des permanganates ont des propriétés optiques indépendantes du dissolvant.

JUST. — Kinetische Untersuchung der Autoxydation des in Wasser gelösten Ferrobicarbonats (Recherche cinétique de l'autoxydation du bicarbonate ferreux en solution aqueuse). — P. 385.

L'étude cinétique de la réaction montre que, dans la première phase, c'est la molécule complète d'oxygène qui intervient, et elle agit sur une seule molécule de sel ferreux. Si l'on admet la formation d'un oxyde, sa formule sera :



On peut au contraire admettre la formation intermédiaire de H^2O^2 et d'un dérivé du fer tétravalent ou bien celle de H^2O et d'un dérivé du fer trivalent.

SZYSZKOWSKI. — Experimentelle und thermodynamische Studien über Neutralsalzwirkung (Études expérimentales et thermodynamiques sur l'action des sels neutres). — P. 421.

Si l'on fait passer un courant de CO^2 dans de l'outremer en suspension dans l'eau, il y a déplacement de H^2S et équilibre par lequel $\frac{C_{\text{H CO}^2\text{H}^2\text{S}}}{C_{\text{H}}^2(\text{H}^2\text{S})} = K$. La séparation de H^2S a lieu quand K est inférieur à une certaine limite K_0 . On compare les concentrations de différents sels pour lesquelles la limite K_0 est atteinte. La quantité $H = \frac{1}{C_{k_0}}$ mesure l'action du sel; pour les sels de sodium, elle croît avec le poids de l'anion. Une explication thermodynamique du phénomène peut être donnée en partant d'une formule de Planck.

ROTH. — Die Dichte und Schmelzwärme des Eises und die molekulare Gefrierpunktserniedrigung in wässrigen Lösungen (La densité et la chaleur de fusion de la glace et l'abaissement moléculaire du point de congélation dans les solutions aqueuses). — P. 441.

Les nombres les plus approchés sont 79, 67, calories pour la chaleur de fusion, et 1838, pour la constante cryoscopique.

PLATO. — Erstarrungserscheinungen an anorganischen Salzen und Salzgemischen (Phénomènes de solidification chez les sels inorganiques et les mélanges de sels). — P. 447.

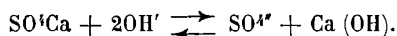
Corrections apportées aux résultats du même auteur en tenant compte du refroidissement du four où se fait l'opération. Les durées de solidification sont des fonctions des chaleurs de fusion plus simples que dans les premiers résultats.

WEIGERT. — Zur thermodynamischen Behandlung photochemischer Prozesse (Sur l'explication thermodynamique des processus photochimiques). — P. 458.

Dans la transformation du dianthracène en anthracène à l'obscurité, l'énergie libre et la concentration sont reliées par une équation différentielle, qui peut se relier à l'énergie lumineuse utilisée par unité de temps, les résultats sont confirmés par les expériences de Luther et Weigert. Il en résulte que l'énergie lumineuse absorbée par le système est, dans un grand intervalle de température, à peu près proportionnelle à celle qu'absorbe l'anthracène.

PISSARJEWSKY et LEVITES. — Der Einfluss des Lösungsmittels auf die Gleichgewichtskonstante (L'influence du dissolvant sur la constante d'équilibre). — P. 467.

Elle est parfois très importante. Ainsi dans la réaction :



Si le dissolvant est une solution aqueuse à 10,5 0/0 de mannite, la constante d'équilibre est 11 fois plus petite que dans l'eau ; dans une solution à 27 0/0 de glycérine, elle est 19 fois plus petite. La comparaison des variations de l'énergie libre de la réaction précédente dans

l'eau et dans des solutions aqueuses équimoléculaires de différents alcools conduit à la formule empirique $A = A_{\text{eau}} - 100B\alpha$. B étant le nombre d'hydroxyles de l'alcool ajouté à l'eau et α le frottement interne de la solution.

FISCHER. — Zur Färbungstheorie (Sur la théorie de la coloration). — P. 480.

Critique des différentes théories de la coloration proposées jusqu'ici.

BRUNNER. — Nachtrag zu meiner Arbeit über die Stromspannungskurve in Iod-Iodkalium lösungen Versuche mit blankem Platin (Supplément à mon travail sur la courbe des différences de potentiel dans les solutions d'iodure de potassium. Recherches avec le platine poli). — P. 487.

Les polarisations dépassent de quelques microvolts celles que l'on observe avec le platine platiné. Les résultats s'expriment par une relation empirique analogue. Dans les deux cas, le phénomène peut s'expliquer par les différences de la densité de courant et de la polarisation aux différents points de l'électrode. Les explications données pour le platine platiné restent valables, et l'excès de polarisation du platine poli sur l'autre semble dû à une résistance de passage qui naît et disparaît très rapidement et qui est causée par la polarisation cathodique.

JUST. — Die Reaktion zwischen Ferricyankalium und Iodkalium
(La réaction entre le ferricyanure et l'iodure de potassium. — P. 513.

La transformation de l'ion ferrocyanogène dans l'ion ferricyanogène comporte non seulement une perte de charge subite, mais elle est un changement de constitution de l'ion. Avec des électrodes de platine, la transformation est rapide, le platine est un catalyseur de la réaction, l'or et l'argent ne le sont pas. Dans l'ensemble, la réaction est du troisième ordre, du premier par rapport au ferricyanure, du second par rapport à l'iodure. Le ferricyanure non dissocié prend part à la réaction.

L'équation cinétique complète n'est pas obtenue cependant parmi les produits de la réaction, le ferrocyanure la retarde, l'iode n'agit pas de façon sensible. Les ions cyanogène et fluor l'accélèrent, les

ions H aussi, les ions OH la ralentissent ; il y a vraisemblablement formation d'un produit intermédiaire.

H. VON JÜPTNER. — Verdampfungsstudien, II (Études sur la vaporisation, II).
P. 579.

On peut mettre l'équation de Van der Waals en accord avec les résultats de l'expérience.

La pression interne étant représentée par $\varpi = \frac{a}{V^2}$ on suppose que b dépend de la température et de la pression du gaz. De même la relation entre le volume moléculaire et le volume critique $\frac{V_m}{V_c} = \frac{3}{8}$ tirée de l'équation peut être en accord avec l'expérience si l'on tient compte des associations de molécules. Pour les gaz monoatomiques, nous pouvons admettre que b est constant, et la recherche du degré d'association moléculaire est simple, pour les autres elle est difficile.

WOUDSTRA. — Ueber die innere Reibung kolloidaler Silberlösungen (Sur le frottement interne des solutions d'argent colloïdal). — P. 619.

Ce frottement interne diminue avec le temps, les électrolytes le réduisent aussi ; la viscosité de la solution augmente avec la concentration.

COHEN. — Physikalisch-chemische Studien am Zinn, VII (Études physico-chimiques sur l'étain, VII). — P. 625.

Pour protéger les monnaies anciennes de la perte de l'étain, il faut les maintenir toujours dans les musées à une température supérieure à celle où l'étain blanc se transforme en étain gris c'est-à-dire à 18°.

BLACKMANN. — Eine einfache Methode der Dampfdichtebestimmung, II (Une méthode simple de détermination des densités de vapeur, II). — P. 635.

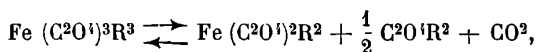
L'auteur indique les précautions à prendre pour faire une mesure et donner des résultats. Une détermination exige en moyenne cinq minutes.

CALLENDAR. — Ueber Dampfdruck und osmotischen Druck konzentrierter Lösungen (Sur la tension de vapeur et la pression osmotique des solutions concentrées). — P. 641.

L'auteur commence par donner des démonstrations nouvelles et des expériences de vérification pour la relation entre la tension de vapeur et la pression hydrostatique, pour la variation de concentration d'une solution le long d'une colonne verticale et enfin pour les variations corrélatives des pressions osmotique et hydrostatique. puis il donne une théorie de la pression osmotique pour toute concentration. Il assimile la pression osmotique à celle qui serait nécessaire pour maintenir l'équilibre des tensions de vapeurs entre la dissolution et le dissolvant et admet que le rapport de ces tensions est égal au rapport du nombre de molécules libres du corps dissous au nombre total des molécules de la dissolution. Mais les résultats qu'on en déduit relativement à l'abaissement du point de congélation, et l'élévation du point d'ébullition des solutions concentrées, électrolytes ou non, ne peuvent se comparer qu'à de peu nombreux résultats expérimentaux.

BAUR. — Ueber ein Modell der Kohlensäure assimilation (Sur un processus d'assimilation de l'acide carbonique). — P. 683.

La transformation



est réversible. On peut augmenter la réduction de CO^2 en acide oxalique en opérant en présence de certaines substances telles que les sels de mercure, d'uranium et de cerium pour lesquels la lumière intervient. Ce fait permet de définir une quantité de « lumière interne » utilisable, qui est proportionnelle au logarithme de l'intensité lumineuse. On peut, au moyen de la lumière, obtenir $\text{C}^2\text{O}^4\text{H}^2$ et O^2 à partir de CO^2 et H^2O . Cette transformation serait le premier stade de la réduction de CO^2 par les plantes vertes.

THIEL et ROEMER. — Vergleichende Untersuchungen über Basizität und Stärke von Säuren und Phenolen (Recherches comparatives sur la basicité et la force des acides et des phénols). — P. 711.

On peut mesurer non seulement la basicité d'un acide, mais aussi la force des différentes fonctions par des mesures de conductibilité ; la méthode s'applique à toutes les combinaisons hydroxylées et sert de titrage acidimétrique. Les résultats se représentent par une courbe ayant comme ordonnées les conductibilités, comme abscisses les concentrations de la base ajoutées à l'acide ou au mélange d'acides. Suivant les cas, la forme de la courbe est différente. Quand les deux hydroxyles sont en ortho, l'un est acide, l'autre indifférent ; en para ou en méta, le second hydroxyle est très faiblement acide, etc. ; on a les résultats dus à l'influence de la constitution du corps. Pour des concentrations très faibles, l'acide phosphorique paraît bibasique.

SÈVE.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

2^e semestre 1909.

A. KORN. — Sur quelques inégalités jouant un rôle dans la théorie des vibrations élastiques et des vibrations électriques. — P. 26.

Théorie mathématique.

A. CHASSY. — Conductibilité d'un gaz à la pression atmosphérique sous l'influence d'une haute tension alternative. — P. 28.

Etude de la conductibilité acquise sous l'influence d'un champ alternatif intense par l'hydrogène à la pression ordinaire. Pour des tensions inférieures à une certaine valeur (tension critique) qui dépend des dimensions des appareils (ici condensateurs cylindriques où le gaz étudié se trouve entre les deux armatures), le gaz se conduit comme un diélectrique parfait. Puis, à partir de la tension critique (dans une expérience de 3.000 volts efficaces), la conductibilité du gaz croît d'une façon continue avec la tension, et ce n'est que pour

les tensions bien supérieures à la tension critique que la capacité du conducteur à gaz est la même que celle que l'on obtiendrait en remplaçant ce gaz par un liquide conducteur.

E. HENRIOT et G. VAVON. — Sur la radioactivité des sels de potassium. — P. 29.

Expériences montrant : 1° que le rayonnement des sels de potassium se comporte comme un flux d'électricité négative, par suite que les rayons sont bien des rayons β ; 2° que la radioactivité des sels de potassium ne se concentre pas par fractionnement, ainsi que l'avaient déjà montré les expériences de N. Campbell et Mac Lellan.

P.-Th. MULLER et M. THOUVENOT. — Changements tautomériques décelés à l'aide du pouvoir rotatoire magnétique. — P. 32.

Etude du cyanacétate de méthyle et de son sel de sodium dans l'alcool méthylique, de l'éther acétylacétique et de son sel de sodium dans l'alcool éthylique. La différence des pouvoirs rotatoires magnétiques indique un changement de structure du radical organique quand la molécule passe à l'état de sel.

DE BEAUCHAMP. — Sur un essai de défense contre la grêle. — P. 73 et 880.

L'adaptation à un clocher élevé d'un conducteur à lame de cuivre aboutissant à la nappe aquifère préserve depuis dix ans Saint-Julien l'Ars (Vienne) de la foudre et de la grêle. Plusieurs autres postes de la Vienne ont donné aussi pleine satisfaction.

B. BRUNHES et P. DAVID. — Nouvelles observations sur les courants telluriques entre stations à grande différence d'altitude. — P. 14.

La sensibilité aux perturbations magnétiques ne tient pas à la différence des altitudes.

D. GERNEZ. — Sur la nature du changement qu'éprouvent les cristaux de sulfate de sodium heptahydraté au contact des cristaux du décahydrate. — P. 77.

Les expériences si soignées de l'auteur montrent que les solutions sursaturées de sulfate de sodium se comportent comme celles de

chromate, d'acétate et d'hyposulfite de sodium, d'azotate de calcium, etc. L'opacification des cristaux transparents moins hydratés au contact des hydrates supérieurs est due à la pénétration, dans les réseaux cristallins des premiers, de solutions sursaturées ambiantes des autres hydrates. Lorsqu'on provoque la cristallisation du liquide extérieur, les cristaux plus hydratés se propagent à l'intérieur des cristaux moins hydratés sans leur faire subir de transformation, ni en éprouver eux-mêmes, et cet ensemble discontinu de deux corps transparents et incolores, à propriétés optiques différentes, produit sur la lumière blanche un effet qui les rend opaques et blancs.

TSCHERNING. — Verres de lunettes orthoscopiques. — P. 408.

Ces verres sont des ménisques d'une courbure plus forte que les verres périscopiques ordinaires du commerce; ils donnent un champ dépourvu d'astigmatisme, à très peu de distorsion, et considérablement élargi.

G. REBOUL. — Réactions chimiques et ionisation. — P. 410.

LÉON BLOCH. — P. 278.

DE BROGLIE et BRIZARD. — P. 923.

Les réactions avec dégagement gazeux ou effervescence conduisent toujours à l'émission de charges des deux signes, souvent avec prépondérance de charges positives; l'action est surtout due au barbotage.

Dans les réactions faisant intervenir le milieu ambiant (oxydations à l'air humide, etc.), il y a production de charges des deux signes avec, en général, prépondérance des charges négatives. Le phénomène paraît être superficiel. Dans les réactions purement gazeuses ($\text{HCl} + \text{NH}_3$ par exemple), il y a production plus ou moins grande de charges des deux signes.

M. Bloch fait des réserves sur tous ces résultats. M. de Broglie et Brizard continuent à penser que le bouleversement moléculaire dû à la réaction chimique, quand il n'entraîne pas de phénomènes tels que haute température, barbotage, etc., n'a pas tendance, par lui-même, à produire l'ionisation du gaz environnant.

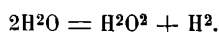
B. SZILARD. — Sur une nouvelle méthode de séparation de l'uranium et sur l'activité relative de ce corps. — P. 113.

On décompose par la chaleur une solution d'acétate de fer et d'acétate d'uranyle. Le précipité filtré à chaud, lavé à l'eau chaude, puis avec une solution de carbonate d'ammoniaque, est dissous dans HCl et la solution agitée avec l'éther qui dissoudra la majeure partie du fer.

L'uranium X, à l'état pur, serait 10 milliards de fois plus actif que l'uranium en équilibre radioactif.

MIROSLAW KERNBAUM. — Action chimique sur l'eau des rayons pénétrants du radium et des rayons ultra-violet. — P. 116 et 273.

Les rayons β du radium décomposent l'eau suivant la réaction :



Les rayons γ et les rayons X paraissent ne pas avoir d'action.

Les rayons ultra-violet agissent comme les rayons β , probablement par intervention de l'effet Hertz, ce qui explique la stérilisation de l'eau et du lait par les rayons ultra-violet (lampe à mercure), dans le procédé Courmont et Nogier (1).

GEORGES MOREAU. — De la diffusion des ions à travers les métaux. — P. 118.

Une lame de métal chauffée peut être facilement traversée par les ions négatifs produits par une flamme, et cette filtration peut être comparée à la diffusion du gaz à travers une paroi poreuse. La vitesse de diffusion est trouvée, en effet, proportionnelle à la différence de pression des ions de part et d'autre de la lame, et varie avec la nature de la lame, son épaisseur, sa température.

TCHESLAS BIALOBJESKI. — Action des rayons α sur les diélectriques solides. P. 120.

On sait que les rayons pénétrants des corps radioactifs augmentent la conductibilité des diélectriques solides, liquides et gazeux. En

(1) C. R., t. CXLVIII, 1909.

présence des rayons α du polonium, agissant sur une lame de S ou de paraffine, si l'on fait agir un champ électrique, le courant dû au rayonnement α , très fort au début en comparaison du courant spontané, se réduit rapidement à zéro; le rayonnement pénétrant produirait au contraire dans le soufre un courant qui s'affaiblit avec une extrême lenteur.

La durée du courant d'ionisation est proportionnelle à la différence de potentiel à partir de 360 volts et la quantité d'électricité recueillie lui est alors aussi proportionnelle.

Ces phénomènes s'expliquent très bien par une ionisation intense, les ions des deux signes se mouvant en sens contraire sous l'action du champ et donnant le courant de saturation aux potentiels élevés.

RENÉ DUBBRISAY. — Sur la décomposition hydrolytique du bromure et de l'iodure de bismuth. — P. 422 et 451.

L'élévation de température est sans action sensible sur la décomposition du bromure de bismuth. Comme les points représentatifs des divers états d'équilibre se trouvent distribués sur une courbe continue, l'application de la règle des phases indique qu'il ne se précipite qu'un seul oxybromure.

L'élévation de température augmente la dissociation de l'iodure de bismuth. Il se forme un précipité rouge brique quand la phase liquide renferme moins de 0,002 atome gramme de bismuth par litre, noir pour des concentrations plus fortes.

LÉON GUILLET et CH. GRIFFITHS. — Sur la cimentation du fer par le carbone dans le vide. — P. 425.

Le carbone pur ne cimente pas dans le vide si l'on prend bien la précaution de se mettre à l'abri des gaz; mais la cimentation a lieu si on assure le contact, et elle augmente avec la pression. Cependant, comme elle se fait avec une extrême lenteur, on peut affirmer que le carbone n'intervient que d'une façon insignifiante dans les cémentations industrielles.

L. FABRY. — Sur le tremblement de terre de Provence (11 juin 1909). — P. 170.

L'écorce terrestre a dû y être frappée de bas en haut par une masse sous-jacente, et ce gigantesque coup de bélier a produit des vibrations qui se sont propagées de proche en proche et répercutées à travers les couches de terrains de diverses natures. Le centre du choc a paru être entre Salon et Lambesc.

Dans les villes, les phénomènes électriques observés ont dû être produits par le contact des fils conducteurs, et sur beaucoup de terrains, le sol, violemment froissé, s'est électrisé et des étincelles ont jailli çà et là.

A. ANGOT. — Sur les tremblements de terre du 7 juillet 1909, du 8 octobre 1909, du 20-21 octobre 1909, du 10 novembre 1909. — P. 173, 616, 698 et 878.

Indication des résultats fournis par les sismographes du parc Saint-Maur.

H. DESLANDRES. — Recherches sur les mouvements de la couche supérieure de l'atmosphère solaire. — P. 179-493.

L'auteur est arrivé à obtenir des images bien pures de la couche supérieure de l'atmosphère gazeuse du soleil à l'aide du spectrohéliographe qu'il décrit. Le relevé des vitesses autour des taches et filaments montre que la vapeur s'élève nettement à l'emplacement du filament et que, à une certaine distance, elle redescend un peu de chaque côté. Il n'y a pas de lien entre les taches et les filaments.

L'étude des plages foculaires montre de même un mouvement relatif de descente. Il est alors probable qu'il se trouve dans le soleil des tourbillons cellulaires analogues aux tourbillons de Bénard pour les liquides.

MAURICE HAMY. — Sur la détermination des déplacements de l'axe de rotation des lunettes méridiennes. — P. 185.

Description et théorie de la méthode utilisée, qui repose sur le principe suivant : on reçoit, dans une lunette, un faisceau de lumière

parallèle qui subit des réflexions multiples sur deux miroirs faiblement inclinés l'un sur l'autre et à peu près perpendiculaires à un plan P. On mesure la distance de l'image directe à l'image réfléchie d'ordre p , avec un fil mobile perpendiculaire à la trace du plan P sur le plan du micromètre. Si l'angle des projections des normales, sur le plan P, vient à varier de ε , la distance des deux images donnée par le micromètre est $2p\varepsilon$, d'où ε .

JEAN BECQUEREL. — Sur l'existence, dans la décomposition magnétique des bandes d'absorption d'un cristal uniaxe, de dissymétries de positions observées parallèlement aux lignes de force du champ et à l'axe optique du cristal. — P. 200.

Etude faite à Zurich, avec l'électro-aimant Weiss, à la température de l'air liquide. Sous l'influence d'un champ magnétique parallèle à l'axe optique et au faisceau lumineux, la plupart des bandes du xénotime présentent une dissymétrie de positions, le milieu du doublet principal et le milieu du doublet secondaire étant tous deux décalés (dans un sens ou l'autre) par rapport à la bande primitive. Les bandes des cristaux possèdent, en outre, une dissymétrie d'intensités.

J. CHAUDIER. — Relation entre la biréfringence électrique des liqueurs mixtes et la biréfringence optique des constituants solides de ces liqueurs. — P. 202.

Le dichroïsme électrique, comme le dichroïsme magnétique, diminue quand la biréfringence optique du constituant solide devient plus faible.

La biréfringence électrique maxima, positive pour les groupements étudiés, est sensiblement proportionnelle à la biréfringence optique des constituants solides; si cette dernière est inférieure à 0,01, la biréfringence électrique devient inappréciable. La même loi de proportionnalité s'applique à la biréfringence magnétique.

HENRI ABRAHAM. — Analyse harmonique et résonances. — P. 204.

Dans le cas de l'alternateur à arrachement Villard pour la télégraphie sans fil, le calcul de la série de Fourier et les expériences de résonance s'accordent pour déceler dans la courbe de force électro-

motrice une multitude d'harmoniques importants qui persisteraient pendant les temps d'arrêt. Ce résultat est illusoire, et l'exemple montre bien que la représentation par la série de Fourier correspond bien aux harmoniques qui peuvent être excités dans des résonateurs, mais que les termes de cette série ne représentent pas nécessairement la structure physique du phénomène étudié.

ANTAL FODOR et DE BUTA. — Application des propriétés magnétiques des métaux à des commandes mécaniques de précision. — P. 206.

Dans la machine automatique à recommander les lettres, tous les mouvements sont commandés par l'envoi d'une pièce de nickel de 0 fr.25. Un aimant dévie légèrement la pièce de nickel et lui permet de faire les commandes. Les pièces en zinc, etc. non déviées tombent dans une boîte extérieure au mécanisme. Les pièces de fer se collent contre l'aimant et la manivelle qu'essaye de faire tourner l'opérateur fait aussi tomber la rondelle en dehors du mécanisme.

HENRY LE CHATELIER. — La loi des tensions fixes de dissociation. — P. 250.

Cette loi, prévue par Sainte-Claire-Deville et formulée par Debray à l'occasion de ses recherches sur la dissociation du carbonate de calcium, n'est exacte que pour les systèmes univariants. Or, dans un grand nombre d'exemples classiques, carbonate de calcium, efflorescence des sels, etc., cette loi se trouve mal vérifiée. C'est que dans le cas du carbonate de calcium, par exemple, l'action de la chaux poreuse n'est pas négligeable ; elle rend la tension plus faible, le système est alors divariant. Pour avoir nettement un système univariant suivant la loi des tensions, il suffit d'opérer en présence d'un dissolvant des corps solides pris en quantité juste suffisante pour les humecter. C'est ainsi que, pour le carbonate de chaux, on emploie un mélange de carbonates doubles alcalins et alcalino-terreux fondant vers 600°. La tension de ce mélange saturé de chaux et de carbonate est exactement la même que celle du carbonate à la même température et l'action de la porosité est éliminée.

A. RATEAU. — Étude de la poussée de l'air sur une surface. — P. 261.

Courbes montrant que, pour les aéroplanes, les surfaces épaisses

à profil lenticulaire et composées de deux toiles sont préférables aux surfaces minces, en dehors même de l'avantage qu'elles offrent de pouvoir dissimuler et soustraire à l'action de l'air une grande partie des armatures.

A. DE GRAMONT et C. DE WATTEVILLE. — Sur le spectre ultra-violet des bandes du phosphore. — P. 263.

Tableau du spectre de bandes obtenu en mélangeant la fine pulvérisation d'une solution d'acide phosphorique ou de phosphate d'ammoniaque aux gaz qui alimentent la flamme d'un Bunsen. Tableau du spectre d'étincelle, en plaçant l'acide phosphorique dans le déflateur à tubes capillaires en silice qui fournit des spectres dépourvus de raies d'électrodes (1).

M^{lre} GLEDITSCH. — Sur le rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux radio-actifs. — P. 267.

Expériences montrant encore qu'il n'existe pas dans les minéraux actifs de rapport constant entre l'uranium et le radium.

L. WERSTENTEIN. — Action de la pesanteur sur l'activité induite du radium. P. 268.

L'activité induite qui s'est déposée par l'action de la pesanteur ne contient pas de radium A, probablement parce que le temps nécessaire à la chute est suffisant pour que le radium A disparaisse. Si on étudie la valeur d'activation des disques métalliques utilisés en fonction de leur distance, on trouve que les faces tournées vers le bas et ne recevant pas la chute du dépôt actif montrent un maximum d'activité atteint pour des distances comprises entre 1 centimètre et 1^{cm},5. Les faces tournées vers le haut ont pour des distances faibles des activités proportionnelles à ces distances et identiques à celles des faces correspondantes tournées vers le bas. Quand la distance croît, l'activité croît avec la distance avec tendance à une limite, dépendant de l'état d'humidité

(1) C. R., décembre 1907.

B. SZILARD. — Sur une méthode d'enregistrement de la longueur du parcours des rayons α et sur une particularité de ce parcours. — P. 271.

On dispose sous un certain angle un écran de sulfure de zinc en face d'une couche de la matière rayonnante placée horizontalement; la scintillation cesse alors à partir d'une région de l'écran telle que la distance entre l'écran et la couche de matière active dépasse la longueur de parcours des rayons α étudiés. Si, sur l'écran mince est placée une plaque photographique, les scintillations seules impressionneront cette plaque. La longueur du parcours ainsi mesurée est toujours inférieure de 2 millimètres au moins à celle que donne la méthode d'ionisation.

HERCHFINKEL. — Sur le dégagement d'émanation du radium. — P. 275.

Les hydrates de fer et d'urane entraînent la presque totalité du radium, tandis que ceux de thorium, de didyme et d'aluminium ne le font que très peu. Tous ces hydrates dégagent une assez grande quantité d'émanation à l'état sec.

Le dégagement pour les sels de baryum est très faible et ne dépend pas en général de la nature du radical. Le fluorure de didyme et le chromate de fer dégagent une beaucoup plus forte proportion d'émanation; l'oxalate de didyme en dégage moins et le sulfate de plomb en dégage très peu.

Enfin le dégagement de l'émanation augmente avec la température pour certaines préparations.

TCHESLAS BIALOBJESKI. — Sur l'ionisation de la paraffine à différentes températures. — P. 279.

Les rayons ionisants sont fournis par le bromure de radium, en éliminant les rayons α . La conductibilité s'accroît fortement pendant une longue période, si la substance est exposée continuellement au rayonnement. A mesure que la température augmente, les deux courants, spontané et dû au rayonnement, augmentent aussi d'abord très lentement, puis rapidement vers 74°, point de fusion; ensuite l'accroissement se ralentit. Le courant spontané et le courant d'ionisation conservent sensiblement le même rapport.

Dans la paraffine liquide, au contraire, jusqu'à un champ de $200 \frac{\text{volts}}{\text{cm}}$ le courant spontané suit la loi d'Ohm ; puis la variation est plus lente. Il est toujours petit en comparaison du courant d'ionisation, qui croît d'abord proportionnellement à la force électromotrice puis de moins en moins vite en s'approchant de la saturation. En outre, l'ionisation produite par le rayonnement disparaît dans le liquide au bout de quelques minutes, de quelques heures dans le solide.

C. TISSOT. — Sur les conditions de stabilité de l'arc de Poulsen. — P. 281.

L'arc de Poulsen donne une oscillation unique de période déterminée et égale à la période propre du circuit dérivé réglé quand le rapport de la capacité à la self est au plus le dix-millième. On emploiera des ondes longues pour pouvoir en extraire une fraction faible de son énergie qui représentera cependant une quantité notable d'énergie. Sinon on emploiera avec le circuit dérivé insuffisant un circuit auxiliaire de grande capacité qui agira comme volant. L'antenne sera accordée sur la période résultante, de façon que la période ne change pas si on la coupe ou non. Pour la téléphonie, on mettra en série avec l'antenne un microphone de résistance égale à la résistance d'émission de l'antenne.

E. LOUISE. — Sur une nouvelle méthode d'analyse par les courbes de miscibilité : Son application aux huiles servant à l'alimentation. — P. 284.

Les courbes des températures de miscibilité correspondant à des poids variables d'huile additionnés d'un volume constant d'acétone permettent de distinguer les crus d'huile, leurs falsifications et d'identifier des échantillons d'huile de même espèce.

VICTOR HENRI et JOSEPH SCHNITZLER. — Action des rayons ultra-violetés sur la fermentation acétique du vin. — P. 312.

Les rayons ultra-violetés arrêtent la fermentation acétique du vin, et la présence de l'air est nécessaire pour cette action ; les rayons agissants sont les rayons extrêmes au-dessous de 3021.

BOIZARD.

DISCOURS PRONONCÉ PAR M. BOUTY AUX OBSÈQUES DE M. BERNARD BRUNHES

« C'est d'abord au nom de notre École normale et du vieux laboratoire de la Sorbonne, où notre malheureux ami a passé les plus belles années de sa jeunesse, et où il a fait ses premiers travaux, au nom de ses camarades d'alors dont plusieurs sont parmi nous, qui y seraient tous s'il leur eût été matériellement possible de s'y rendre, que je prends la parole près de cette tombe inopinément ouverte. C'est aussi, au nom du Bureau central météorologique, auquel est rattaché l'observatoire du puy de Dôme et que j'ai l'honneur de représenter avec mon ami, M. Dongier. C'est enfin au nom de M. Bayet, directeur de l'Enseignement supérieur, qui fut recteur à Lille et y contracta pour Bernard Brunhes une estime très haute et une affection qui n'ont fait que s'accroître au cours d'une admirable carrière dont il a été, par ses hautes fonctions, le témoin le plus sympathique et le plus averti.

« C'est une triste chose, quand l'élève passe avant le maître, lui laissant au cœur un deuil quasi paternel. Tout notre être se révolte. Nous ne comprenons pas qu'une vie si précieuse pèse si peu dans l'ordre universel. Mais je sais que notre ami avait de sublimes espérances, qu'il eût, sans doute, accepté la mort avec résignation, s'il l'eût sentie venir. Ne serait-ce pas insulter à sa mémoire que de désespérer ?

« S'il est, trop tôt, arraché à notre affection, du moins Bernard Brunhes laisse-t-il derrière lui une œuvre. Comme physicien d'abord, puis, comme météorologiste, il a mis sa marque partout où son esprit si vif s'est attaché. Bien jeune encore, il fit preuve d'une maîtrise précoce en publiant, sur une matière difficile entre toutes, la réflexion interne dans les cristaux, une thèse de doctorat très remarquée. Ce n'est pas ici le lieu de passer en revue des mémoires dont la liste serait longue, de faire ressortir la grandeur de la difficulté, l'élégance des méthodes, la précision des résultats. La haute optique, la thermodynamique, les rayons X, le magnétisme terrestre, les courants telluriques, tant d'autres sujets l'ont successivement occupé, toujours fructueusement. Et ce n'est pas seulement par de savants mémoires, accessibles seulement à quelques adeptes; c'est aussi par son active collaboration au *Journal de physique*, par un enseignement dont tous ses auditeurs, à Lille, à Dijon et à Clermont, ont pu admirer la clarté et l'élégance; par le livre; par des articles de revue, des conférences; par tout ce qu'on pourrait appeler de très savante, de très saine vulgarisation que Bernard Brunhes a contribué à élucider, à répandre les pures doctrines scientifiques. La difficulté, l'obscurité semblaient s'évanouir entre ses mains. Son livre sur la *Dégradation de l'énergie* est un modèle du genre. Rien de plus clair à la fois et de plus profond n'a été écrit sur ce sujet infiniment délicat, qu'il émaille partout de remarques neuves.

« Mais c'est parmi vous, à Clermont, qu'il laisse le meilleur témoignage de son activité scientifique. Cet observatoire, créé, vous savez au prix de quelles luttes, par le vénéré M. Alluard, continué par M. Hurion, ne pouvait être laissé dans de meilleures mains, ni plus habiles, ni plus actives. M. Alluard a eu la joie, quand ses forces le trahissaient, de voir terminer son œuvre par un autre lui-même, dans tout l'éclat de la jeunesse, aussi vaillant, aussi convaincu, aussi ardent à la bataille qu'il avait pu l'être jadis.

« Quand Bernard Brunhes fut envoyé parmi vous, il n'avait pas eu l'occasion d'approfondir particulièrement cette science encore neuve qu'on nomme la météorologie. Pourtant ceux-là seuls qui l'avaient suivi de très près purent s'en douter, car il agit dès la première heure avec cette autorité que donne seule la science acquise, quand elle est unie au caractère. Il engagea résolument son observatoire dans les voies les plus nouvelles et les plus fécondes, déployant son activité à l'encontre des difficultés d'ordre scientifique et d'ordre administratif, et triomphant partout, de haute lutte. Grâce à son énergie inlassable, à sa foi robuste, il a su mener à bien l'œuvre entreprise. Les concours moraux et pécuniaires ne lui ont pas manqué : un peu tardifs parfois ; mais en somme l'œuvre est achevée. Grâce à l'Observatoire du puy de Dôme et à ses premiers directeurs, la France ne demeure pas en arrière dans le domaine de la météorologie. Seul en France votre Observatoire est officiellement affilié à trois des grandes associations internationales, nommément pour l'étude du magnétisme terrestre, des grands mouvements du sol et des phénomènes de la haute atmosphère que nous révèle l'usage des ballons-sondes et des cerfs-volants de grande altitude.

« La mort est venue surprendre Bernard Brunhes au milieu de travaux de premier ordre, qu'il laisse inachevés. Son âme ardente a consumé trop tôt une frêle enveloppe. On l'eût dit inlassable, tant il portait allègrement la fatigue qui cependant le minait. Il semblait destiné à une éternelle jeunesse. Passionné pour la science, il n'a jamais craint de descendre dans la mêlée, quand des intérêts supérieurs lui semblaient en jeu. Il mettait dans ces luttes une âpreté savoureuse dont il était bien impossible de lui garder longtemps rancune, car jamais son intérêt personnel ne sut l'émouvoir. C'est pour son Observatoire, pour la science qu'il se montrait combatif et obstiné, comme tant d'autres ne sauraient l'être que pour leur intérêt égoïste.

« Il faisait la joie et l'admiration de ses maîtres. Il était la joie et l'orgueil des siens. Inclignons-nous bien bas devant la douleur de ses enfants, de celle qui fut sa vaillante compagne, dans cette vie de travail et de dévouement. Il est des malheurs si grands que les paroles de consolation meurent sur les lèvres. Mais votre douleur, Madame, est aussi la nôtre. Ce sera la douleur de tous ceux qui, sachant élever leur âme au-dessus des soucis purement matériels, regardent habituellement en haut et dépensent, comme l'a fait Bernard Brunhes, leur énergie au service de ce qui leur paraît être la vérité et le devoir. »

RECHERCHES SUR L'AIMANTATION AUX TRÈS BASSES TEMPÉRATURES;

Par MM. PIERRE WEISS et H. KAMERLINGH ONNES.

§ 1. — BUT DES RECHERCHES, RÉSULTATS.

a) **Introduction.** — Depuis que la théorie cinétique du magnétisme de Langevin⁽¹⁾ a pu être étendue, par l'hypothèse du champ moléculaire⁽²⁾, à l'ensemble des faits du ferromagnétisme, il y a grand intérêt à confronter les conséquences de la théorie avec les données de l'expérience. Les premiers résultats de cette comparaison ont été des plus encourageants en ce que, par certains côtés, des concordances remarquables ont été notées. C'est ainsi que la courbe calculée pour la variation de l'intensité d'aimantation à saturation en fonction de la température s'accorde très bien avec les observations sur la magnétite pour les températures au-dessus de la température ordinaire. La loi trouvée par l'hypothèse du champ moléculaire pour la susceptibilité *au-dessus* du point de Curie⁽³⁾, est vérifiée exactement dans des intervalles de plusieurs centaines de degrés par les expériences de Curie et par des mesures inédites. Les valeurs de la discontinuité de la chaleur spécifique au point de Curie calculée d'après les données magnétiques et observées ont été trouvées concordantes. Mais d'autres expériences s'accordent moins bien avec la théorie. La *fig. A*, dans laquelle a été représentée en trait plein la courbe (a) théorique de la variation de l'aimantation à saturation en fonction de la température avec les points donnés par l'expérience pour la magnétite contient aussi la courbe (b) analogue trouvée expérimentalement pour le nickel⁽⁴⁾. Elle a été dessinée à une échelle telle que la concordance soit aussi bonne que possible au point de Curie θ . On voit que, contrairement à ce qui se

⁽¹⁾ LANGEVIN, *Ann. Chim. Phys.*, 8^e série, t. V, p. 70 ; 1905.

⁽²⁾ P. WEISS, *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 661 ; 1907.

⁽³⁾ C'est ainsi que nous appellerons dans ce travail la température de perte du ferromagnétisme spontané. Il n'y a là aucune contradiction avec l'idée de température de transformation fonction du champ énoncée par Curie, la température de perte du ferromagnétisme *spontané* étant celle que l'on détermine en faisant tendre le champ vers zéro.

⁽⁴⁾ D'après des expériences préliminaires. Les mesures définitives à haute température sont en voie d'exécution.

passé pour la magnétite, ici l'écart entre la théorie et l'expérience se manifeste progressivement dans toute l'étendue de la courbe. Le fer et le cobalt se comportent à peu près comme le nickel. Dans cet état de cause, le champ moléculaire prend le caractère d'une hypothèse de travail, les succès partiels garantissant qu'elle contient une part de vérité et les discordances indiquant la voie dans laquelle il convient de rechercher les retouches ou les généralisations conservant ce qu'elle a d'essentiel.

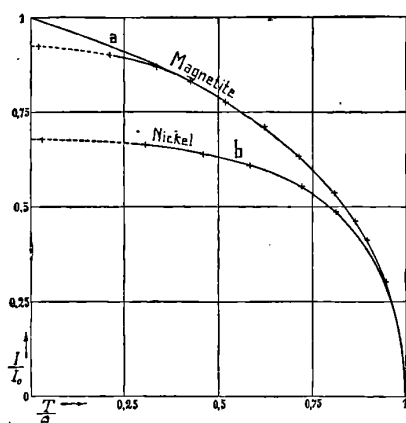


FIG. A.

Il ne semble pas que les remaniements puissent s'attaquer au rôle de l'énergie cinétique, s'opposant à l'orientation par le champ, ou à l'emploi fait de la loi de répartition de Maxwell-Boltzmann. Outre le caractère fondamental de ces notions, la facilité avec laquelle elles représentent la susceptibilité inversement proportionnelle à la température absolue des paramagnétiques, l'une des lois les mieux établies par l'expérience pour un certain nombre de corps, impose leur conservation. H. du Bois et Honda viennent de montrer, il est vrai, dans un remarquable travail sur l'aimantation des corps simples, résumé dans une note récente⁽¹⁾, que cette dépendance thermique de la susceptibilité n'est pas générale et qu'il se rencontre aussi le paramagnétisme indépendant de la température ou croissant avec elle. Loin d'imposer le rejet de ces notions, l'expérience vient ici

(1) *Acad. Amsterdam*, p. 666, janvier 1910.

rappeler qu'elles ne contiennent pas tous les éléments du magnétisme. Il reste à réviser notamment l'hypothèse de Langevin de l'invariabilité, ou de la quasi-invariabilité, du moment magnétique de la molécule et celle de la nature des actions mutuelles exprimées jusqu'à présent par le champ moléculaire. Or, pour le contrôle de l'une et l'autre hypothèse, les recherches à très basses températures sont particulièrement précieuses, car ce n'est qu'au zéro absolu que, le raccourci provoqué par l'agitation thermique ayant disparu, l'intensité d'aimantation donne directement la somme de ces moments magnétiques moléculaires, et c'est aussi aux basses températures qu'on doit s'attendre à trouver les actions mutuelles les plus vives, par suite de l'extrême réduction des distances moléculaires.

b) **Ferromagnétiques.** — Nous nous sommes donc proposé de continuer les courbes de variation de l'aimantation à saturation, pour les trois métaux ferromagnétiques et la magnétite, jusque dans le voisinage du zéro absolu. En employant les méthodes et dispositifs⁽¹⁾ appropriés aux mesures de longue durée aux températures constantes, accessibles par l'hydrogène liquide nous avons pu opérer à 20°,4 K. par l'ébullition dans le voisinage de la pression atmosphérique et à 14°,0 K. par la congélation⁽²⁾. Ces quelques degrés séparant la température de l'observation du zéro absolu sont une fraction si petite de l'intervalle du zéro absolu au point de Curie qui, même pour le nickel, compte environ 648 degrés que, eu égard à l'allure des courbes, la valeur de l'aimantation à saturation au zéro absolu peut être considérée comme déterminée. Ceci sous la réserve que le phénomène ne prend pas une physionomie nouvelle dans l'intervalle d'extrapolation.

L'objet de la mesure étant l'aimantation à saturation, il semblait indiqué de diriger les expériences vers la connaissance de l'aimantation dans les champs élevés avec détermination de la loi d'approche. Mais la méthode que nous avons choisie pour les mesures magnétiques et qui consiste à mesurer le couple maximum exercé sur un ellipsoïde de la substance par un champ d'orientation variable (voir § 2), se prêtait moins bien à cette détermination de la loi d'approche pour des raisons qui seront exposées, qu'à la comparaison des

(1) H. KAMERLINGH ONNES, *Commun. Physical Labor.*, n° 94 f; Leiden, 1906.

(2) La lettre K (Kelvin) indique la température absolue. La réduction à l'échelle thermodynamique est faite au moyen des isothermes de l'hélium aux basses températures. Voir Kamerlingh Onnes, *Physical Labor.*, n° 102 b; Leiden, 1908.

aimantations que prend une substance à diverses températures pour une même valeur du champ. Les renseignements sur la loi d'approche ont donc été demandés à une étude indépendante ⁽¹⁾. Elle a donné, pour les écarts entre les aimantations dans un champ de 10.000 gauss et la valeur limite :

Pour le fer	0,08	pour cent
le nickel	0,1	—
le cobalt à l'état doux..	1,1	—
la magnétite	0,19	—

Pour ces substances, le cobalt excepté, la loi d'approche est hyperbolique, de sorte qu'à 20.000 gauss, champ atteint dans nos expériences, ces écarts sont réduits de moitié. Les séries de mesures à champ variable faites par la méthode de l'ellipsoïde à basse température et à la température ordinaire ont permis non de contrôler la loi d'approche, mais de montrer qu'elle n'est pas essentiellement différente aux deux températures et qu'il ne se manifeste pas, comme on aurait pu le supposer, aux basses températures, une dureté magnétique extrême provenant du blocage des molécules les unes par les autres.

Procédant par mesures relatives, on a donc comparé, pour plusieurs valeurs élevées du champ, l'aimantation à la température ordinaire et à basse température et constaté que ce rapport est sensiblement indépendant du champ. On a trouvé ainsi pour le rapport entre l'intensité d'aimantation à 20°,3 K. et à la température ordinaire, la correction de la dilatation entre les deux températures n'étant pas faite (voir p. 566, note 2) :

Pour le nickel (17°,3)	1,0548
le fer (20°).....	1,0210
la magnétite (15°,5).....	1,0569

Le nombre entre parenthèses précise la température ordinaire. Il est dit au § 5 pourquoi l'expérience n'a pas abouti pour le cobalt.

L'exactitude probable de ces résultats est difficile à évaluer. La technique expérimentale, telle qu'elle a été élaborée dans tous ses détails, permettrait d'atteindre une précision de un millième ou même plus grande. Mais, en présence des perturbations qui se

⁽¹⁾ P. WEISS, *Archives des Sc. phys. et nat.*, 4^e pér., t. XXIX, p. 175; 1910; et *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 373; 1910.

sont manifestées pour le cobalt, il serait imprudent, semble-t-il, d'affirmer, pour la magnétite surtout, une exactitude supérieure à 0,5 0/0, bien que les indices qui ont fait suspecter les mesures sur le cobalt aient presque totalement fait défaut pour les autres corps et que le cobalt, par l'ensemble de ses propriétés et notamment par son extrême dureté magnétique, occupe nettement une place à part. En mettant en évidence ces causes d'incertitude, nos expériences montrent la marche à suivre pour arriver, quand on le voudra, à une plus haute précision. La précision actuelle est d'ailleurs suffisante dans bien des cas.

Pour le fer et la magnétite, des mesures ont été faites jusqu'à 14°,0 K. La variation de l'aimantation de 20°,3 K. à 14°,0 K. est trop faible pour être exprimée numériquement avec certitude. Ces expériences étendent donc seulement jusqu'à 14°,0 K. l'intervalle de température dans lequel l'abaissement de l'énergie cinétique et le rapprochement des molécules ne provoque aucun phénomène nouveau. Les parties nouvelles des courbes du nickel et de la magnétite sont figurées en pointillé dans la *fig. A*.

Le cas de la magnétite est particulièrement intéressant par la concordance exacte de la théorie et de l'expérience dans la plus grande partie de l'intervalle du zéro absolu au point de Curie et l'écart qui se manifeste aux basses températures seulement. La théorie donne en effet pour le rapport des aimantations 1,139 au lieu de 1,037 donné ci-dessus.

Cette divergence est appuyée par des expériences antérieures faites sur quatre échantillons de magnétite différents, deux provenant de cristaux naturels, le troisième d'un cristal naturel refondu et le quatrième de magnétite artificielle, qui ont donné pour le rapport de l'aimantation dans la neige carbonique — 79° C. et à la température ordinaire :

1 033	Température ordinaire 16°
1 042	23°,2
1 043	24°,0
1 037	21°,5
Moyenne 1 039	<u>21°,2</u>

alors que la théorie donne, pour le même intervalle de température :

$$1.033$$

Il semble donc qu'il y ait analogie avec les phénomènes de la com-

pressibilité et de la dilatation thermiques pour lesquels la théorie de van der Waals, et la loi des états correspondants thermiques se vérifient bien en général dans le voisinage du point critique, tandis qu'aux faibles valeurs de la température réduite la molécule et les lois d'attraction schématisées ne s'adaptent plus suffisamment aux faits et les propriétés individuelles des molécules réelles se manifestent.

L'hypothèse de l'invariabilité fondamentale de l'aimant moléculaire aurait reçu un appui particulièrement décisif si, comme cela peut être suggéré par les intensités à saturation régulièrement espacées des trois métaux, il y avait des rapports simples entre les moments magnétiques des atomes. Le tableau suivant :

	Satur. spécif. aux temp. ()	Coeff. d'amplific. à très basse temp.	Satur. spéc. à très basse temp.	Masse atom. ou $\frac{1}{3}$ moléc.	Moment de l'atome- gramme
Ni	54,6 (17°)	1,0548	57,6	58,7	3 381
Co	162 (17°)	1,01	163,6	59	9 650
Fe	217 (20°)	1,021	221,6	56	12 410
$\frac{1}{3}$ FeO ³ . .	90,75 (15°8)	1,057	95,9	77,33	7 417

dans lequel les nombres de la première colonne sont empruntés à un travail déjà cité (1) et où l'accroissement relatif pour le cobalt a été estimé par analogie avec le fer et le nickel montre qu'il n'en est rien (2). Mais, bien entendu, si dans ce cas la démonstration de la signification primordiale de cette quantité nous échappe, rien n'autorise une conclusion contraire.

Quand nous considérons l'ensemble de nos mesures nous sommes disposés à conserver l'hypothèse de l'invariabilité au moins approximative de l'atome magnétique en fonction de la température. Il y avait en effet des raisons pour la mettre en question aux très basses températures en admettant même qu'elle soit prouvée dans les autres circonstances. La résistance électrique des métaux, la phosphorescence des sulfures, l'absorption de la lumière par les sels des terres rares avec ou sans champ magnétique, tous ces phénomènes ont aux très basses températures des propriétés que l'on peut essayer d'expliquer en y faisant intervenir les forces exercées par la matière pondérable sur les électrons ; ces forces jouent un rôle prépondérant quand la température tombe à celle de l'hydrogène liquide. On peut

(1) P. WEISS, *Arch. Sc. phys. et nat. et J. de Phys.*, 1910.

(2) La correction de la dilatation thermique (voir p. 566, note 2) ne modifiera pas sensiblement les rapports des nombres de la dernière colonne.

leur attribuer en particulier l'importante diminution du nombre des électrons conduisant le courant électrique dans les métaux qui sont en quelque sorte gelés sur les atomes par l'abaissement de la température (1).

On aurait pu imaginer que les mouvements des électrons du magnétisme, invariables ou à peu près aux autres températures, commençassent, eux aussi, à subir des changements importants au bas de l'échelle thermométrique. Mais puisque rien dans nos résultats n'invite à faire cette hypothèse on sera tenté plutôt de conclure que les électrons du magnétisme sont différents de ceux qui produisent les autres phénomènes.

c) **Vanadium, chrome, manganèse.** — On s'est demandé souvent s'il y a une différence de propriétés irréductible entre les métaux ferromagnétiques de la famille du fer et les métaux paramagnétiques de la même famille ou s'il suffirait d'abaisser suffisamment la température de ces derniers pour atteindre un point de Curie situé très bas. Ch.-Ed. Guillaume (2) dit à propos des alliages de Mn, Al, Cu et de Mn, Sn, Cu de Heusler qui sont ferromagnétiques : la raison peut en être trouvée dans le fait que l'aluminium ou l'étain, combinés avec le manganèse, métal du groupe magnétique, relèvent sa température de transformation, située très bas, conformément à une hypothèse formulée déjà par Faraday. On constate en effet que Al et Sn relèvent les points de fusion de plusieurs alliages qu'ils forment avec d'autres métaux (séries Al-Au, Al-Sb, Na-Sn), et semblent posséder, d'une façon tout à fait générale, la propriété de relever les températures de transformation.

Nous devons donc nous attendre à trouver pour le vanadium, le chrome et le manganèse à très basse température, soit des phénomènes ferromagnétiques (non-proportionalité de l'aimantation au champ, saturation, hystérèse), soit un paramagnétisme considérablement amplifié conformément à la loi de Curie. A la température de l'hydrogène solide la susceptibilité devait être, d'après cette loi, environ 20 fois plus forte qu'à la température ordinaire (3). Nous n'avons

(1) Cf. H. KAMERLINGH ONNES, *Communic. Physical Labor.*, Suppl. n° 9, p. 27; Leiden, 1904; et P. LENARD, H. KAMERLINGH ONNES and W.-E. PAULI, *id.*, n° 111, p. 3, note 2; Leiden, 1909.

(2) *Actes de la Soc. helvét. des sc. nat.*, vol. I, p. 88; 1907.

(3) Une supposition analogue a été le point de départ de recherches faites par H. Kamerlingh Onnes et A. Perrier, en relation étroite avec le présent travail.

Ces recherches ont été entreprises en même temps que ce travail et seront

pas, en effet, connaissance des résultats publiés depuis par H. du Bois et Honda ⁽¹⁾ desquels il résulte que le paramagnétisme inversement proportionnel à la température absolue n'est qu'un des cas possibles. Pour se faire une idée de l'ordre de grandeur des phénomènes attendus on peut imaginer que le fer γ paramagnétique continue à exister à 14° K. avec la même constante de Curie (produit de la susceptibilité spécifique par la température absolue). On trouve alors, pour son aimantation dans un champ de 20.000 gauss, environ 400. Gebhardt ⁽²⁾ a déterminé récemment la susceptibilité du manganèse à la température ordinaire et trouve $K = 322 \cdot 10^{-6}$ (densité 6,4). Le même calcul donne pour ce corps dans les mêmes conditions une intensité d'aimantation égale à 134. Et, comme l'appareil dont nous nous sommes servi prend des déviations proportionnelles au carré de l'aimantation, on trouverait des déviations 18 fois, pour le manganèse, et, dans le cas du fer γ , 160 fois plus petites que celle donnée par le fer à la température ordinaire, qui était de 100 centimètres, c'est-à-dire très aisément observables.

Or en mettant successivement dans l'appareil des ellipsoïdes grossièrement taillés dans du vanadium de Moissan, du chrome et du manganèse de Goldschmidt, on n'a pas observé les changements attendus. La déviation est restée, dans tous les cas, à la température de l'hydrogène liquide sous pression atmosphérique et à celle de sa solidification, ce qu'elle était à la température ordinaire, c'est-à-dire les quelques dixièmes de millimètre dus au magnétisme propre du support. Il n'y avait donc pas de ferromagnétisme, et il était nécessaire de choisir, pour ces corps, entre les deux hypothèses suivantes : ou ces corps présentaient un paramagnétisme d'un type nouveau ou ils étaient diamagnétiques comme le cuivre dont la plupart des sels sont paramagnétiques. Le travail de du Bois et Honda, dans lequel ces trois métaux figurent parmi ceux qui ont un paramagnétisme constant ou croissant avec la température, montre que c'est la première supposition qui est exacte. L'exemple du cuivre nous

publiées prochainement. En se servant de la méthode du couple maximum et de celle de l'ascension hydrostatique on a déterminé l'aimantation de l'oxygène liquide à diverses températures et celle de l'oxygène solide aux températures de l'ébullition et de la solidification de l'hydrogène. L'accroissement de l'aimantation aux basses températures a été trouvée très grande, bien qu'inférieure à celle qui était attendue; la courbe de variation thermique indique un écart caractérisé de la loi de Curie.

(1) H. DU BOIS et HONDA, *loc. cit.*

(2) GEBHARDT, *Inaug. Dissert. Marburg*, 1909.

a fait considérer l'autre hypothèse comme plausible. On pouvait penser en effet que le paramagnétisme, généralement attribué au manganèse métallique, est le résultat de la présence de ses oxydes fortement magnétiques ou de petites quantités de fer. Pour mettre cette hypothèse à l'épreuve, nous avons préparé du manganèse très pur en partant du chlorure pur de Merck vérifié sans fer, que nous avons électrolysé avec une cathode de mercure distillé et une anode de platine rhodié à 40 0/0 qui n'est pas attaquée par l'ion chlore.

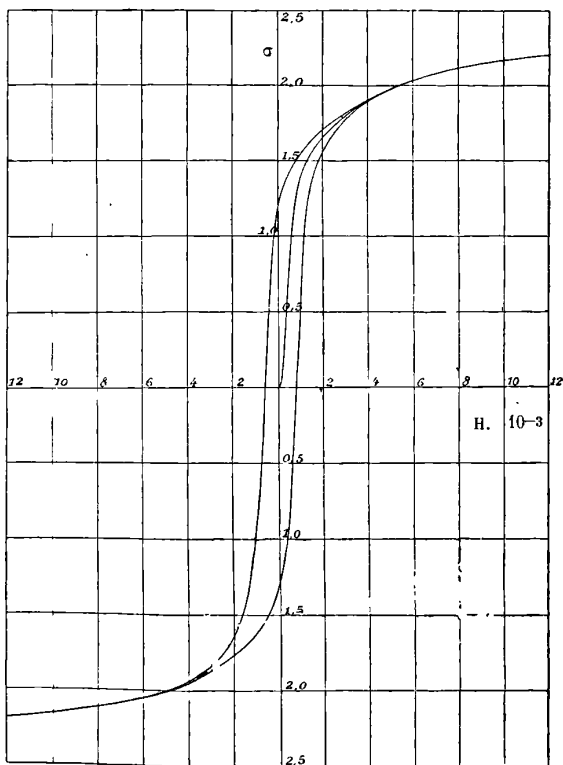


FIG. B.

L'amalgame ainsi obtenu a été décomposé par la chaleur dans un courant d'hydrogène pur et sec. On obtient ainsi une poudre grise, agglomérée sous forme d'un bâtonnet assez résistant quand l'amalgame a été moulé dans un tube de verre. Ce bâtonnet a été trouvé

paramagnétique. Il en a été de même pour un tube de verre rempli de manganèse pulvérulent.

Ce même manganèse a ensuite été fondu au four électrique à résistance dans une nacelle en magnésie et dans une atmosphère d'hydrogène. On a obtenu ainsi un lingot recouvert d'une croûte légèrement oxydée. Après avoir reconnu qu'il était impossible de tailler le métal avec de la poudre de quartz dont il a exactement la dureté et ne pouvant employer l'émeri, magnétique, on l'a débarrassé de sa croûte impure en le tournant sous forme d'un petit cylindre avec un outil en diamant.

Ce cylindre a manifesté des propriétés *ferromagnétiques*. La *fig. B* donne un cycle d'hystérèse de cette substance. La valeur maxima de l'aimantation spécifique σ est environ 100 fois plus faible que celle du fer et le champ coercitif est de 670 gauss, c'est-à-dire environ dix fois plus fort que celui d'un bon acier à aimants permanents. Cette étrange substance semble en outre avoir des propriétés magnéto-cristallines marquées. Entre les pôles d'un aimant le barreau était fortement attiré par les pôles tout en se plaçant perpendiculairement au champ.

Le même manganèse, également pur, peut donc exister sous deux états : paramagnétique et ferromagnétique. On peut déduire des expériences de Gebhardt une susceptibilité spécifique environ cinq fois plus forte que celle de du Bois. Si la poudre de manganèse de Gebhardt n'était pas impure ou oxydée, il se pourrait donc qu'il y eût deux états paramagnétiques.

Quant au ferromagnétisme du manganèse, il a déjà été observé par Seckelson ⁽¹⁾ sur du manganèse électrolytique déposé, à la température de 100°, du chlorure sur un fil de platine et sur un lingot préparé par Bunsen à partir du fluorure. Les observations assez vagues qu'il donne sur son aimantation ne semblent pas incompatibles avec nos mesures.

Nous avons contrôlé l'absence de magnétisme intense dans le vanadium, le chrome et le manganèse à basse température par une expérience plus directe. On a mis les ellipsoïdes des trois substances dans un tube Dewar étroit sans argenture placé lui-même dans un deuxième tube Dewar destiné à recevoir de l'air liquide et l'on a cherché à quelle distance ils étaient attirés du fond du vase aux pôles

(1) SECKELSON, *Wied. Ann.*, t. LXVII, p. 37 ; 1899.

de l'aimant. Cette expérience a été faite avec les tubes Dewar vides et dans l'hydrogène liquide. On a trouvé ainsi :

Pour le vanadium.....	à la température ordinaire	} dans l'hydrogène
le manganèse.....	pas d'attraction	
le chrome : a).....	attraction à 6 à 8 mm.	
— b).....	— à 12 mm.	
	— à 60 mm.	} comme à la température ordinaire

Le chrome *b*, qui contient probablement une paillette de fer, a été rejeté.

	à la température ordinaire	} dans l'hydrogène
Cristal de sulfate ferreux.	attraction à 25 mm.	
		} attiré presque depuis le socle de l'aimant.

Ainsi la faible aimantation des trois métaux a été trouvée sensiblement invariable, tandis que le sulfate de fer a manifesté un accroissement énorme des propriétés magnétiques.

Cette expérience est bien faite pour montrer la différence caractéristique des deux groupes de corps et est un exemple typique de la portée que peuvent avoir les expériences les plus simples dans la région inexploree des très basses températures.

§ 2. — MÉTHODE ET APPAREILS.

a) Discussion de la méthode du couple maximum. — L'intensité d'aimantation a été mesurée en déterminant le couple exercé sur un ellipsoïde de révolution allongé de la substance à étudier par le champ d'un électro-aimant faisant un angle variable avec le grand axe de cet ellipsoïde. Le couple a pour expression :

$$M = (N_1 - N_2) I^2 v \sin \varphi \cos \varphi,$$

où N_1 et N_2 sont les coefficients démagnétisants de l'ellipsoïde, I l'intensité d'aimantation de la substance, v le volume et φ l'angle de I avec le grand axe de l'ellipsoïde. Ce couple est maximum :

$$M = \frac{N_1 - N_2}{2} \cdot I^2 v$$

pour $\varphi = 45^\circ$. Il n'est donc nécessaire, pour mesurer I , de connaître ni la valeur du champ, ni l'azimut du champ pour lequel ce maximum est obtenu. Pour mettre cette méthode en œuvre, on suspend l'ellipsoïde à un ressort de torsion dont les déformations sont lues au

moyen d'un miroir, et l'aimant est rendu mobile autour d'un axe vertical. Cette méthode a déjà été décrite⁽¹⁾. Ses avantages sont la faible étendue dans laquelle les champs magnétiques intenses sont nécessaires et l'extrême simplicité des mesures relatives⁽²⁾. Nous nous proposons de discuter ici deux sortes d'erreurs auxquelles elle est exposée et qui, tout en pouvant en principe être rendues aussi petites que l'on voudra, la rendent moins apte à déterminer la loi de l'approche vers la saturation qu'à comparer deux états successifs peu différents de la même substance pour la même valeur du champ.

Influence de la non-uniformité du champ. — L'ellipsoïde est placé au centre d'un champ magnétique de révolution. Ce champ est maximum en ce point pour un déplacement dans le plan équatorial, y , et minimum pour un déplacement axial x . Il est donné par le développement :

$$H = H_0 + \frac{x^2}{1.2} \left(\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \right)_0 + \frac{y^2}{1.2} \left(\frac{\partial^2 H}{\partial y^2} \right)_0 + \dots,$$

qui devient, en remarquant que le potentiel magnétique satisfait à l'équation $\Delta V = 0$, et en introduisant les coordonnées polaires r et θ :

$$H = H_0 + \frac{r^2}{2} \left(\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \right)_0 \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{2} \sin^2 \theta \right).$$

Or l'énergie d'une particule magnétique de volume dv , partie de l'ellipsoïde supposé très allongé, dont l'aimantation, supposée de grandeur constante I , est parallèle au champ, est :

$$W = - I \cdot H \cdot dv,$$

et par suite le moment exercé sur elle par le champ :

$$dM' = - \frac{\partial W}{\partial \theta} = \frac{3}{2} dv \cdot I \left(\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \right)_0 r^2 \sin \theta \cos \theta;$$

(1) P. WEISS, *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 665 ; 1907.

² Pour comparer les intensités d'aimantation I et I' et les aimantations spécifiques σ et σ' il faut tenir compte de ce que v varie par la dilatation thermique. En appelant d et d' les densités on a :

$$\frac{I}{I'} = \frac{\sqrt{M}}{\sqrt{M'}} \cdot \frac{\sqrt{d}}{\sqrt{d'}} \quad \text{et} \quad \frac{\sigma}{\sigma'} = \frac{\sqrt{M}}{\sqrt{M'}} \frac{\sqrt{d'}}{\sqrt{d}}.$$

La dilatation aux basses températures n'étant pas connue, nous avons omis la correction provenant de ce que le rapport des densités est différent de l'unité. On peut évaluer cette correction à 0,004, en valeur relative.

Le couple exercé par le champ H_0 sur l'ellipsoïde a pour expression :

$$M = (N_1 - N_2) I^2 v \cdot \sin \varphi \cos \varphi.$$

Dans les champs très intenses, la condition du parallélisme de l'aimantation au champ extérieur est remplie, malgré les champs démagnétisants de l'ellipsoïde, et l'on a $\theta = \varphi$. Le moment parasite dM' varie donc en fonction de l'azimut de la substance comme le couple principal M . La valeur maxima du couple dM' est :

$$dM' = \frac{3}{4} dv \cdot I \left(\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \right)_0 r^2,$$

qui devient pour tout l'ellipsoïde :

$$M' = \frac{3}{20} I \left(\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \right)_0 \cdot v \cdot a^2,$$

où a est le demi-grand axe de l'ellipsoïde.

Supposons que le champ de l'aimant varie en restant semblable à lui-même et appelons $(1 - \varepsilon) H_0$ le champ à une distance de 1 centimètre de l'axe suivant l'axe des y . Alors :

$$\varepsilon H_0 = -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 H}{\partial y^2} \right)_0 = \frac{1}{4} \left(\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \right)_0, \quad \text{d'où} \quad M' = \frac{6}{5} \varepsilon H_0 \cdot v \cdot a^2,$$

et le rapport des couples maxima :

$$\frac{M'}{M} = \frac{6}{5} \varepsilon a^2 \frac{H_0}{(N_1 - N_2) I}.$$

L'avant-dernière équation montre que la valeur absolue du couple parasite croît proportionnellement au champ quand l'aimantation reste constante. Au lieu de trouver pour la saturation une asymptote horizontale, on trouvera une asymptote inclinée. Ce fait a été constaté très nettement dans certaines expériences antérieures. A champ égal le couple parasite croît avec I . S'il est inappréciable pour les plus grandes valeurs de I observables avec un appareil, à plus forte raison l'est-il pour les plus petites. La dernière équation montre que l'importance *relative* du couple de non-uniformité croît quand l'intensité diminue. Il sera donc particulièrement à craindre dans des recherches où, passant à des intensités d'aimantation plus faibles on augmente la sensibilité en changeant le ressort.

Pour nos mesures, il suffit de pouvoir se faire une idée de l'ordre de grandeur de l'erreur. A cet effet la non-uniformité du champ a été mesurée pour trois valeurs de y et a été trouvée proportionnelle à y^2 avec la valeur numérique $\epsilon = 0,0087$. Avec $a = 0,15$, il en résulte :

$$\frac{M'}{M} = 0,00023 \frac{H_0}{(N_1 - N_2) I}$$

Or, pour les ellipsoïdes employés, $N_1 = 1,90$, $N_2 = 5,59$, et pour le fer $(N_1 - N_2) I$ est voisin de 6.600 gauss, pour le nickel de 4.800 gauss. La correction dépasserait donc à peine un millième pour le fer, elle atteindrait quelques millièmes pour le nickel.

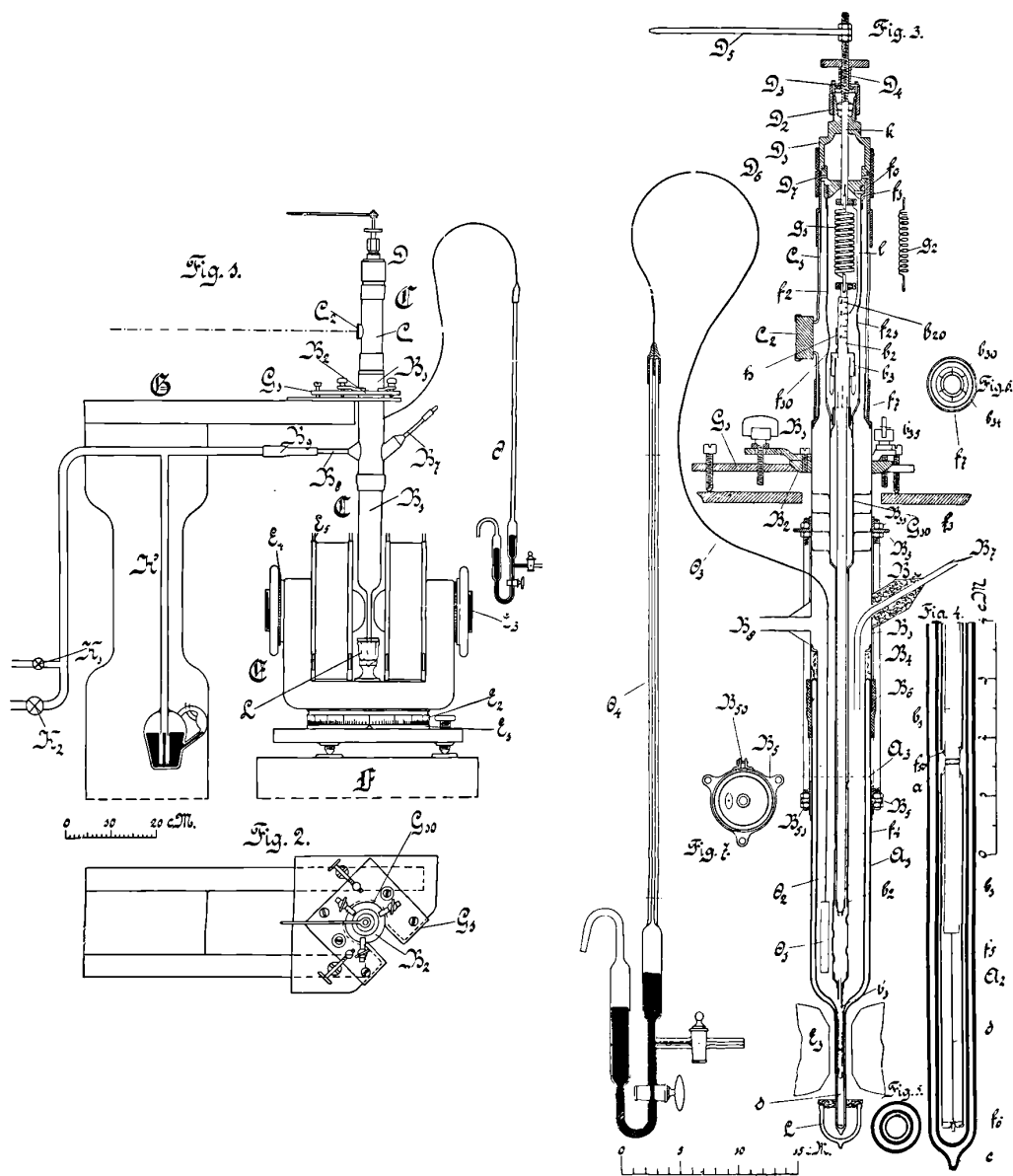
Réaction de l'ellipsoïde sur les pièces polaires. — Lorsque les sommets de l'ellipsoïde sont dans le voisinage immédiat des surfaces frontales des pôles des aimants, ils ont une influence sensible sur la répartition du magnétisme dans les pièces polaires, et le couple s'en trouve augmenté. Ce fait a été mis en évidence au moyen d'expériences préalables, faites avec un plus grand électro-aimant dont les pièces polaires planes avaient 15 centimètres de diamètre, en mesurant le couple maximum exercé sur un ellipsoïde par le même champ de 9.770 gauss, obtenu avec des distances très différentes des pôles, en donnant au courant des valeurs convenables. On a trouvé ainsi, pour un ellipsoïde de fer de 9 millimètres de longueur et de 4 millimètres de diamètre équatorial :

entrefer = 9 millimètres		couple maximum = 335,5
15 —		= 320,45
23 —		= 319,32
35 —		= 319,18
47 —		= 319,08

La manière dont cette quantité varie montre que la variation n'est pas un effet de la non-uniformité du champ, car c'est précisément quand la perturbation a sa plus grande valeur que, par suite du rapprochement des pièces polaires planes, le champ est le plus uniforme. A partir de 23 millimètres, l'effet est insensible et le couple devient constant. †

b) **Électro-aimant.** — Il résulte des renseignements donnés ci-dessus sur l'influence de la proximité des surfaces polaires et de l'ellipsoïde que l'écartement des pôles doit être environ trois fois la longueur de l'ellipsoïde. L'épaisseur totale des quatre parois du tube Dewar et du tube ajusteur (§ 2 c) ne peut guère descendre au-

RECHERCHES SUR L'AIMANTATION AUX TRÈS BASSES TEMPÉRATURES.



dessous de 5 millimètres. En tenant compte à la fois de la difficulté d'obtenir des champs intenses dans des espaces étendus et de celles de la réalisation exacte d'ellipsoïdes très petits, nous nous sommes arrêtés à un entrefer de 9 millimètres et à des ellipsoïdes de 3 millimètres de longueur.

On peut obtenir dans cet entrefer des champs relativement intenses (jusqu'à 25.000 gauss), avec un aimant dont les noyaux ont 9 centimètres de diamètre. L'électro-aimant a servi précédemment à des expériences magnétiques aux températures élevées. Il a déjà été décrit⁽¹⁾ et est représenté schématiquement dans la *fig. 1*. Relativement léger (132 kilogrammes) et facilement transportable pour sa puissance, il a pu être étudié à Zurich et employé à Leyde. Il possède un mouvement micrométrique des pièces polaires que l'on peut avancer et reculer au moyen de manettes-écrou dont on repère la position sur des cercles divisés. Il est mobile autour d'un axe vertical, grâce à un support comportant une couronne de billes se mouvant dans des gorges annulaires. Les azimuts sont lus au moyen d'un trait de repère fixe, sur une graduation cylindrique portée par la partie mobile du support.

Chacune des bobines reçoit 1.500 tours de fil de 2^{mm},5 et a une résistance de 2 ohm environ. Comme elle est destinée à un courant de 10 ampères en régime normal, et que celui-ci peut atteindre 25 ampères pendant un temps relativement court, on dispose d'un nombre d'ampères-tours pouvant aller jusqu'à 75.000. La circulation d'eau dans les doubles parois des bobines a pour effet de permettre une durée à peu près double des expériences, et surtout de protéger les pièces polaires et les noyaux contre l'échauffement. Cet échauffement a de nombreux inconvénients dont le moindre n'est pas d'altérer d'une manière appréciable la valeur du champ. La dilatation thermique des noyaux relativement longs peut, en effet, faire varier d'une manière appréciable un entrefer relativement court.

c) **Appareil cryogène.** — La nécessité de monter l'équipage mobile, portant l'ellipsoïde dans un espace fermé recevant l'hydrogène liquide et l'atmosphère gazeuse exige un appareil cryogène assez compliqué représenté dans la vue d'ensemble (*fig. 1*) et en coupe (*fig. 3*). Il se compose essentiellement de trois parties coaxiales de forme tubulaire qui sont, en allant de l'extérieur à l'intérieur, le

(1) G. ZINDEL, *Revue électrique*, 20 juin 1909, et *Elektrotech. Zeitschr.*, t. XXX, p. 446; 1909.

tube enveloppe, le *tube ajusteur* f et l'*équipage* b . Le tube-enveloppe se compose, de bas en haut, du tube Dewar A, du tube de laiton B, du tube de verre C, et de la chape D qui ferme l'appareil.

Équipage. — L'ellipsoïde a (*fig. 3* et *4*) peut tourner autour d'un axe vertical avec l'équipage b dans lequel il est fixé. Cet équipage est composé sur la plus grande partie de sa longueur d'un tube en argentan (b), matière peu magnétique, rigide et mauvaise conductrice de la chaleur, et à sa partie inférieure de la tige de cuivre b , dont le magnétisme propre est très faible. Il est suspendu à la tige k par le ressort hélicoïdal g_1 (g_1 a servi pour le fer et le cobalt, le ressort plus faible qui a servi pour le nickel et la magnétite est représenté à côté en g_2). Pour assurer la stabilité de l'équilibre et empêcher l'ellipsoïde d'aller se coller contre les pôles de l'aimant, l'équipage est fixé en bas par un fil de platine iridié de 0^{mm},1 de diamètre et dont la torsion n'intervient que comme une correction (§ 4). Le tube b et la tige b_1 sont soigneusement dressés au tour, l'ellipsoïde a (*fig. 4*) y est fixé dans un trou de diamètre égal à celui de l'équateur et de l'ellipsoïde. Lorsqu'il s'agit de la magnétite ou du nickel, on peut le fixer avec un peu de cire; dans le cas du fer et du cobalt, les efforts étaient suffisamment grands pour qu'il soit nécessaire de le sertir en l'enfonçant à force dans la cavité après l'avoir enveloppé d'une très mince lame de cuivre. La tige b_1 et le tube très mince b , en argentan, transmettent (*fig. 3*) la rotation de l'ellipsoïde (¹) au miroir h qui, par l'ouverture f_{10} et la fenêtre C₂ (*fig. 1* et *3*), permet la lecture de la torsion du ressort g_1 sur une échelle de verre de 1^m,50 de longueur, divisée en demi-millimètres, éclairée par des miroirs sphériques (²), et placée à 4^m,325 de distance. La tension du ressort est réglée en faisant monter ou descendre la tige k (*fig. 3*) qui pénètre dans la chape par le presse-étoupe D₂. Cette opération s'effectue en faisant tourner l'écrou D₄ pendant que D₃ est maintenu immobile. La tension est lue, par l'ouverture f , sur l'échelle b à l'aide du pointeur l . Par une opération préliminaire sur l'appareil démonté, dans laquelle on suspend à l'équipage un poids connu, on détermine la division de l'échelle b

(¹) Une petite torsion de ce tube n'intervient pas. La partie de l'appareil qui joue effectivement le rôle de ressort est comprise entre le miroir et la chape. La torsion de la partie de l'appareil au-dessous du miroir transmet simplement le couple, son seul effet est de changer imperceptiblement l'azimut de l'aimant.

(²) H. KAMERLINGH ONNES, *Communic. Physical Labor.*, n° 25; Leiden, 1896.

qui correspond à la tension pour laquelle on se propose de régler l'appareil. Les vibrations que cet appareil tend à prendre comme une corde tendue, sous l'influence des trépidations, sont amorties par l'amortisseur b_3 à ailettes (*fig.* 3 et 6) plongeant dans un bain d'huile annulaire, divisé en compartiments par des parois b_{34} fixées sur un cylindre qui tourne à frottement doux dans le tube porteur et peut ainsi être entraîné par les ailettes b_{30} , quand l'équipage vient à effectuer une rotation un peu grande ⁽¹⁾ (§ 4).

Les ailettes doivent plonger entièrement dans l'huile pour éviter des couples provenant de la capillarité (§ 4) qui pourraient ne pas être négligeables. Dans les champs forts, les courants de Foucault amortissent très bien les vibrations de torsion.

Tout l'équipage avec le ressort est suspendu dans le *tube ajusteur* f , dont la partie supérieure est vissée à la chape D (*fig.* 3 et 4), laquelle porte aussi la tige k et repose sur le tube de verre C. Le tube ajusteur, composé des parties f_2, f_3, f_4, f_5 , diminue de diamètre à trois reprises, la partie inférieure f_3 entourant d'aussi près que possible la tige b_4 de l'équipage. Contre le fond f_6 (*fig.* 4) bute le cône C soudé au fil tenseur d et le retenant. Ce cône peut entrer dans le fond f_6 par une coupure (*fig.* 5). Quand l'appareil est monté, le tube ajusteur plonge dans le tube Dewar A. Le tube porteur comme le tube b_2 formant l'équipage mobile est en argentan.

Pour monter dans le *tube enveloppe*, le tube ajusteur, avec l'équipage qu'il contient, on le visse à la chape D. Puis on place cette chape sur la garniture en bronze mastiquée en haut du tube de verre C, on serre les vis C_7 et on rend le joint hermétique au moyen du tube de caoutchouc collé D_6 . Le bas du tube de verre C est mastiqué dans une deuxième garniture en bronze soudée au tube de laiton B. Ce tube porte en son milieu un anneau B_3 sur lequel reposent les écrous B_{31} des tringles B_4 portant le tube Dewar. Celui-ci, dont la partie étroite A_2 et la moitié inférieure de la partie plus large jusqu'au niveau A_3 sont argentées (la partie supérieure est restée transparente pour que l'on puisse s'assurer que l'on ne verse pas trop d'hydrogène liquide), glisse dans le tube B_4 en maillechort et bute contre un anneau en bois contre lequel il est pressé par les tringles B_4 . La *fig.* 7 montre comment l'anneau B_3 en laiton mince, auquel

(1) Il importe que l'huile soit privée d'air et qu'il ne se trouve pas de bulles sous l'huile, parce que l'appareil doit être évacué une fois entièrement monté.

aboutissent en bas les tringles B_4 , est fixé sur le tube Dewar, protégé par une couche de papier, au moyen d'une bride serrée par la vis B_{3n} .

La partie inférieure du tube Dewar a un diamètre extérieur de 8 millimètres et un diamètre intérieur de 5 millimètres. Les parois de verre ont une épaisseur de 0,5 millimètre, de sorte qu'il ne reste pour la distance des deux faces argentées en regard que 0,5 millimètre.

Pour centrer l'appareil, on le fait reposer, par l'anneau B_2 de l'enveloppe, sur un support auxiliaire. Le tube Dewar étant enlevé on passe la partie étroite f_3 du tube ajusteur dans un calibre approprié que l'on fixe. On peut ensuite retirer de ce calibre un anneau, le remplacer par un autre et ainsi en augmenter le diamètre de manière qu'il corresponde au diamètre extérieur de la partie étroite du tube Dewar A_2 . On met celui-ci exactement en place au moyen des écrous B_{31} . Le joint est rendu hermétique au moyen du tube de caoutchouc B_6 collé et ligaturé avec des fils de cuivre. Le mode de fixation du tube Dewar avec les tringles B_4 résiste à la déformation par évacuation, après laquelle le centrage ne demande que de très légères retouches.

Dans le tube B est soudé le tube capillaire en acier θ_3 (*fig. 1 et 3*) d'un thermomètre à hélium ⁽¹⁾ à réservoir θ_1 (*fig. 3 et 7*) en argentan et tige θ_4 en verre, qui est monté solidairement avec le tube enveloppe. La quantité d'hélium est mesurée de telle façon, que pour le point d'ébullition de l'oxygène, le mercure se fixe au bas de la tige et pour le point de solidification de l'hydrogène, il atteint la partie supérieure. Lorsque, comme c'est le cas avec l'hydrogène bouillant sous la pression normale, la température est assez bien connue sans la lecture du thermomètre, celui-ci est encore nécessaire comme indicateur du niveau du gaz liquéfié qui devient invisible au-dessous de A_3 . Aussitôt que le niveau descend au-dessous de la partie supérieure du réservoir θ_1 , le mercure baisse dans la tige θ_4 .

d) On procède au réglage de l'aimant indépendamment de celui du tube ajusteur et de l'équipage par rapport au tube Dewar. Son axe de rotation est rendu vertical et l'entrefer est centré sur cet axe, puis l'anneau à évidement sphérique G_{10} (*fig. 1, 2 et 3*) est amené sur l'axe de l'aimant. Cet anneau est porté par une plaque de laiton,

(1) Comp. l'appareil pour la liquéfaction de l'hélium, H. Kamerlingh Onnes, *Communic. Physical Labor.*, n° 108; Leiden, 1908.

qui elle-même est fixée par l'intermédiaire de deux madriers de sapin au pilier en pierre de taille H.

On transporte ensuite l'appareil cryogène du support provisoire à sa place définitive en faisant reposer la surface sphérique de l'anneau B_2 dans l'évidement de l'anneau G_{10} dans lequel elle s'adapte exactement, et on achève le centrage de la partie étroite du tube Dewar sur l'axe de l'aimant au moyen des vis à ailettes de l'anneau B_2 . Ce centrage doit être exact, car l'aimant doit pouvoir tourner librement, et l'espace entre le tube Dewar et les pôles n'est qu'un demi-millimètre de chaque côté. Il réussit d'ailleurs facilement à $0^{\text{mm}},25$ près.

e) L'introduction de l'hydrogène liquide se fait par le tube B_7 en argentan (cf. *Comm.* n° 94 f), le gaz qui s'évapore s'échappe par B_8 (fig. 3 et 4) et les robinets K_1 , K_2 , dont l'un conduit à un gazomètre et l'autre est en communication avec une pompe à vide. En manipulant les robinets, on règle la tension de vapeur qui est lue au manomètre H_1 fonctionnant au besoin comme scupape de sûreté. Dans les expériences au voisinage du point de solidification de l'hydrogène, on prend soin d'opérer à une pression un peu supérieure à celle du triple-point.

Avant d'introduire l'hydrogène liquide par B_7 qui est fermé par un tube de caoutchouc et un bouchon de verre, on fait le vide dans l'appareil par K_2 . L'étanchéité parfaite est de rigueur, parce que des traces d'air se solidifieraient dans l'hydrogène liquide et s'accumuleraient, par suite de l'attraction magnétique, dans le voisinage de l'ellipsoïde.

Pour empêcher que l'hydrogène en ébullition ne refroidisse à la partie supérieure de l'appareil là où se trouve le ressort, le tube f_4 (fig. 3) a été percé d'un certain nombre de grands trous n'affectant pas sa rigidité torsionnelle; en outre il glisse à frottement doux entre les écrans de cuivre qui entourent f_3 et sont soudés à B. Pour éviter l'ébullition explosive⁽¹⁾, on met un peu d'ouate au fond du tube Dewar et des mèches d'ouate autour du tube ajusteur. Le renouvellement de l'hydrogène liquide se fait de la même manière que le remplissage. Un seul remplissage suffit généralement pour plusieurs séries de mesures. La partie inférieure du tube Dewar, dont l'extrémité n'avait pu être argentée, est protégée par un petit vase L

(1) Lorsqu'elle se produit, il faut s'assurer que des gouttelettes projetées n'ont pas refroidi l'huile de l'amortisseur.

contenant de l'air liquide. Lorsque, l'appareil une fois rempli, la partie au-dessus des écrans est revenue à la température ordinaire, on ne s'aperçoit presque plus qu'il y a de l'hydrogène dans l'appareil, à moins que le niveau du liquide ne soit au-dessus de A_3 .

A la longue il se condense un peu d'humidité sur le tube Dewar. Pour éviter qu'elle coule entre les pièces polaires, on entoure le tube de papier buvard en A_1 . Un courant d'air est lancé sur le tube entre les pôles. Les surfaces polaires ne sont donc aucunement affectées par les opérations cryogéniques.

f) Les *ressorts* sont en bronze phosphoreux. Cette matière n'est pas magnétique et n'a que de faibles déformations résiduelles. On peut réaliser un ressort de constante donnée en enroulant en hélice soit un fil fin et court, soit un fil plus gros et notablement plus long. De ces deux ressorts celui qui contient le plus de matière travaille avec des déformations spécifiques moindres et par conséquent une élasticité plus parfaite. Il a été tenu compte de cette circonstance. Les ressorts sont munis dans l'axe d'allonges rigides et sont fixés avec des vis dans l'équipage et dans la tige k (*fig. 3*). Les spires ne se touchent pas. La température du ressort est déterminée par un thermomètre à mercure appliqué contre la chape D et enveloppé de laine avec celle-ci. Les constantes des deux ressorts employés sont 261 000 et 22 300 dynes-centimètres par unité d'arc. Pour la correction de l'influence du fil tenseur et des variations de température du ressort, voir au § 4.

Les *ellipsoïdes* de fer, de nickel et de cobalt ont 3 millimètres de longueur et $1^{\text{mm}},333$ de diamètre équatorial. Ils ont été exécutés avec une grande précision par la Société genevoise pour la construction d'instruments de mécanique et de physique. Le travail a été fait au tour sous un microscope grossissant 30 fois et muni d'une chambre claire permettant de superposer l'objet à un dessin à grande échelle. Quelques mesures faites à la machine à diviser ont montré que les ellipsoïdes sont très exacts.

Le fer a été obtenu en fondant, au four électrique à résistance, du fer électrolytique pur de Merck dans une atmosphère d'azote et dans une nacelle de magnésie. Le nickel et le cobalt ont été obtenus de la même manière en partant de nickel et de cobalt pulvérulents, extrêmement purs, préparés spécialement par Merck pour ces recherches. La magnétite a été obtenue en taillant un ellipsoïde approché dans une goutte de magnetite fondue très pure, obtenue en

chauffant le sesquioxyde pur de Merck avec le chalumeau oxyhydrique. L'expérience ayant montré que l'on n'obtient réellement de la magnétite (1) qu'en calcinant à très haute température pour faire partir les derniers restes d'oxygène en excès, cette opération a été faite dans une coupelle en iridium. Il a été préparé de même des ellipsoïdes grossièrement approchés dans du chrome et du manganèse de Goldschmidt et du vanadium de Moissan. Il est facile de se rendre compte qu'il n'est pas nécessaire que les ellipsoïdes soient réalisés avec une grande perfection pour des mesures relatives; cela a d'ailleurs été constaté expérimentalement pour la magnétite, pour laquelle on a trouvé avec différents échantillons grossièrement taillés en ellipsoïdes de formes diverses des courbes de variation thermique aux hautes températures coïncidant avec la courbe théorique et par conséquent entre elles.

§ 3. — MARCHÉ DES EXPÉRIENCES.

Comme cela a été dit dans l'introduction, nous nous sommes proposé non de faire des mesures absolues, mais de comparer les intensités d'aimantation dans les champs élevés à la température ordinaire et à celle de l'hydrogène liquide, les variations attendues étant une fraction assez petite de la quantité à mesurer. Il semblait donc indiqué de croiser les mesures à la température ordinaire et à celle de l'hydrogène liquide pour une même valeur du champ. Mais le passage d'une température à l'autre exige des opérations d'une trop grande durée et une attente trop longue pour que l'on puisse procéder ainsi. On a donc commencé, en général, par des mesures à température ordinaire en donnant au champ toute une série de valeurs. Puis on a fait une série analogue à basse température, et, la température ordinaire rétablie, on a repris quelques points pour constater que l'appareil n'avait pas subi d'altération.

Une série de mesures se décompose elle-même en deux parties. On commence par déterminer par tâtonnements méthodiques, pour toutes les valeurs des champs, les azimuts de l'aimant pour lesquels le couple est maximum. On trouve ainsi deux azimuts symétriques par rapport au grand axe de l'ellipsoïde, qui donnent des couples de

(1) Voir aussi P. WEISS, *Arch. des Sc. phys. et nat.*, 4^e pér., t. XXIX, p. 175; 1910; et *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 373; 1910.

signes contraires. Cette détermination se fait avec une précision de 1° à $0^\circ,5$, qui est largement suffisante. Ensuite, la mesure proprement dite consiste, après avoir amené l'aimant sans courant dans l'un des deux azimuts, à fermer le courant et à observer l'élongation immédiatement après. On coupe aussitôt le courant, on oriente l'aimant dans l'azimut symétrique, on rétablit le courant et on observe encore l'élongation. Ces opérations étant de faible durée, la déformation visqueuse du ressort n'intervient pas. La distance entre les deux points lus sur l'échelle donne deux fois le couple à mesurer, indépendamment de l'influence de l'aimantation résiduelle qui reste après la rupture du courant et dont le couple était d'ailleurs extrêmement faible. Le champ était connu en fonction du courant d'excitation de l'ampèremètre. C'est le même ampèremètre (Siemens et Halske, sans coefficient de température) qui a servi dans l'étude préalable de l'aimant et les mesures définitives. Ce mode de repérage du champ était largement suffisant pour le but poursuivi. La position des pôles a été repérée par la lecture des tambours divisés de l'aimant et contrôlée au moyen d'un calibre exactement ajusté à la longueur de l'entrefer. Les champs donnés plus loin sont corrigés des champs démagnétisants des ellipsoïdes.

§ 4. — CORRECTIONS ET CONTROLES, DÉTERMINATIONS AUXILIAIRES.

Le magnétisme propre de l'équipage n'est pas assez faible pour que sa correction puisse être négligée. On a donc fait une série de mesures à blanc, sans substance, à la température ordinaire et à celle de l'hydrogène liquide. On a obtenu ainsi avec le ressort le plus faible :

TABLEAU I. — Correction du magnétisme du support.

	Temp. ord.	$t = 20^\circ,3 \text{ K.}$
4 000 gauss	0 ^{cm} ,18	0,26
8 000 —	0 ,29	0,48
12 000 —	0 ,36	0,61
16 000 —	0 ,43	0,73
20 000 —	0 ,50	0,86
24 000 —	0 ,57	0,98

Pour le ressort plus fort, ces corrections sont réduites dans le rapport de $\frac{22\ 300}{261\ 000}$, elles sont donc très petites. Des mesures directes

ont montré que les valeurs ainsi calculées étaient exactes. Cela revient à dire que le magnétisme propre du support n'avait pas été altéré par les divers démontages.

Une correction à apporter au rapport des couples est celle de la variation de rigidité du fil tenseur au bas de l'équipage à la température ordinaire et à celle de l'hydrogène liquide. A cet effet on a déterminé le rapport de la constante de torsion du fil de platine iridié, à la température ordinaire et à celle de l'hydrogène liquide, à celle du plus faible des deux ressorts en bronze phosphoreux, à la température ordinaire. On s'est servi d'un appareil identique à celui qui a été décrit, mais dont la chape pouvait tourner d'un angle connu par rapport au tube-enveloppe. La position de la chape était repérée au moyen d'un miroir et d'une échelle placée à 175^{cm},9. On donnait à la chape une rotation mesurée, voisine de 360°. Cette rotation était la somme des torsions du ressort et du fil pour un même couple. Une lecture au miroir porté par l'équipage donnait la torsion du fil. On a trouvé ainsi pour le rapport de la constante du fil à celle du ressort :

à la température ordinaire.....	0,0125
dans l'hydrogène liquide	0,0144

déterminations dans lesquelles le chiffre des dix-millièmes est incertain. La correction atteint donc deux millièmes pour le ressort faible et deux dix-millièmes pour le ressort fort.

Le coefficient de température du ressort en bronze phosphoreux a été déterminé en mesurant la période d'un même système oscillant, le ressort étant à la température ordinaire et dans la vapeur d'eau bouillante. On a trouvé ainsi le coefficient de température :

$$K = - 0,00053,$$

au moyen duquel les observations ont été ramenées à la même température du ressort.

La constance de la température du bain liquide dans toute l'étendue du tube Dewar a été constatée à moins de 0°,1 près en déterminant dans un tube identique la température à diverses hauteurs avec un thermomètre à résistance en platine qui, placé à côté du thermomètre θ , donnait précisément les températures correspondant aux tensions de vapeur.

Phénomènes capillaires de l'huile de l'amortisseur. — On a pris soin de remplir suffisamment le godet de l'amortisseur pour que la surface de l'huile soit traversée par la bague cylindrique qui porte les ailettes sur laquelle la tension superficielle ne peut exercer aucun couple. Mais on a voulu, néanmoins, se rendre compte de l'ordre de grandeur des forces entrant en jeu dans les phénomènes capillaires en les augmentant énormément. A cet effet, dans un amortisseur aussi semblable que possible à celui en usage, on a mis une quantité d'huile telle que la surface soit traversée par les ailettes fixes et mobiles. La partie mobile a été suspendue à un fil de platine iridié de 20 centimètres de longueur et de 0^{mm},1 de diamètre, et ses déviations étaient lues, au moyen d'un miroir, sur une échelle à 2 mètres. On a placé successivement le récipient d'huile dans deux azimuts où le rapprochement des ailettes devait produire des couples de signe contraire. On a observé une déviation de 5 centimètres sur l'échelle. Le couple est donc de l'ordre de deux millièmes de celui qui est exercé sur l'ellipsoïde de nickel.

§ 5. — DÉTAIL DES OBSERVATIONS

Nickel. — Il a d'abord été fait sur le nickel une première série d'observations à la température de 17°,2 C.

TABLEAU II.

H gauss.	l ² cm. de l'échelle	H gauss.	l ² cm. de l'échelle
2 230	89,42	17 760	90,50
6 250	89,97	20 300	90,66
10 270	90,12	21 540	90,79
13 280	90,34	22 760	90,81

Toutes les lectures sont corrigées du rapport de la tangente de la double déviation à la double déviation.

Le zéro, déterminé par la moyenne des observations à droite et à gauche, est resté invariable à quelques dixièmes de millimètre près. Après cette série, l'appareil a été détérioré accidentellement, démonté, remonté, ce qui a changé quelque peu la grandeur des déviations. La variation avec H étant établie par la série ci-dessus, on a pris seulement deux points à la température ordinaire, avant et après l'hydrogène liquide.

TABLEAU III.

$t = 19^{\circ},5 \text{ C.}$		Hydrogène press. atm. $20^{\circ},3 \text{ K.}$	
Avant		H gauss	l ² cm. de l'échelle
H gauss	l ² cm. de l'échelle	4 780	93,57
16 100	91,74	5 410	100,49
20 540	92,09	8 050	101,54
Après		11 830	101,84
H gauss	l ² cm. de l'échelle	16 100	102,43
16 100	91,79	19 050	102,34
20 540	92,20	20 540	102,51
		22 020	102,48
		22 840	102,49

Dans cette série, le zéro, déterminé par la moyenne des observations à droite et à gauche, a varié de 2 millimètres environ.

$$\begin{array}{rcl}
 \text{Pour } H = 16\,100 \text{ gauss} & \frac{I_{20^{\circ},3\text{K.}}}{I_{19^{\circ},5\text{C.}}} = & 1,0549 \\
 H = 20\,540 & & = 1,0547 \\
 \text{Moyenne.....} & & \underline{1,0548}
 \end{array}$$

non corrigée de la dilatation thermique.

Cobalt. — Les mesures sur le cobalt n'ont pas abouti au résultat cherché. C'est la difficulté extrême de l'aimanter à saturation qui était connue par les recherches préliminaires qui a déterminé le choix d'un appareil de si petites dimensions. Pour les autres corps on aurait pu se contenter de champs moins intenses et disposer d'un entrefer plus étendu. Dès les mesures à la température ordinaire il s'est manifesté un phénomène imprévu. En prenant la moyenne des lectures à droite et à gauche qui aurait dû donner le zéro de l'appareil, on a obtenu un point variable en fonction du champ. Cette variabilité a été trouvée ensuite environ deux fois plus grande à basse température. Voici quelques nombres qui la mettent en évidence :

Dans les expériences sur le cobalt, nous donnons le champ extérieur non corrigé du champ démagnétisant de l'ellipsoïde. Ce dernier est, quand la saturation est atteinte, environ 5 000 gauss.)

TABLEAU IV. — Cobalt 1, température ordinaire.

He gauss	12 cm. de l'échelle	Zéro calc.	Zéro obs.
4 025	17,16	76,73	} Le zéro vrai n'a pas été noté
8 050	38,14	77,47	
12 075	50,48	78,96	
19 560	53,24	78,37	
23 340	53,29	78,18	
25 650	53,30	78,63	

Cobalt 1, H solidification (14°,0 K.).

4 025	13,5	77,62	78,26
8 050	32,59	78,84	
15 820	53,23	81,93	
19 560	54,33	81,40	
21 800	54,43	81,16	
23 340	54,45	81,02	
24 760	54,46	80,08	

Il y a donc, à côté du phénomène principal, des couples parasites dissymétriques. Il est probable qu'il s'agit de phénomènes magnéto-cristallins provenant de cristaux élémentaires du cobalt, insuffisamment nombreux dans le petit ellipsoïde pour produire l'isotropie par compensation. Ces phénomènes ont un signe et une grandeur indépendants de celui du phénomène principal, et pourraient même avoir un effet contraire pour les deux azimuts de l'aimant. Ils peuvent devenir très importants si la substance a un plan magnétique plus ou moins caractérisé, et l'on sait par l'exemple de la pyrrhotine qu'ils augmentent quand la température s'abaisse. D'ailleurs la loi d'approche vers la saturation, différente pour le cobalt de ce qu'elle est pour les autres corps, s'accorde bien avec des phénomènes magnéto-cristallins intenses (1).

Ces expériences ont été répétées sur un deuxième ellipsoïde de cobalt. Les mêmes dissymétries, un peu moins fortes, se sont manifestées. Mais il s'est ajouté un autre caractère qui montre combien les phénomènes parasites peuvent altérer la mesure de la variation de l'intensité d'aimantation : l'aimantation à basse température a été trouvée en apparence plus petite qu'à la température ordinaire. Le tableau suivant contient un extrait des observations faites sur ce deuxième ellipsoïde :

(1) P. WEISS, *loc. cit.*

TABLEAU V. — *Cobalt 2, à $t = 18^{\circ},5$ C.*

H_c gauss	l^2 cm. de l'échelle	Zéro calc.	Zéro obs.
4 025	20,33	77,56	77,70
12 075	54,16	76,49	
23 340	59,76	76,86	
25 650	59,94	76,90	

Cobalt 2, dans H, pression atmosphérique ($20^{\circ},3$ K.).

H_c gauss	l^2 cm. de l'échelle	Zéro calc.	Zéro obs.
15 080	53,53	76,61	
23 340	58,09	77,07	78,90
25 650	58,46	77,21	

Le même ellipsoïde a été démonté et remonté en le noyant dans du ciment Khotinsky, pour éviter un effet supposé de magnéto-striction extraordinairement intense qui aurait été provoqué jusqu'à présent par le forçage de l'ellipsoïde dans la monture. On a trouvé les mêmes phénomènes, mais l'ellipsoïde ayant pu être placé, dans le nouveau montage, sous un autre angle par rotation autour de son axe, le signe du déplacement de zéro en fonction du champ est changé.

 TABLEAU VI. — *Cobalt 2, $t = 16^{\circ},5$ C.*

H_c gauss	l^2 cm. de l'échelle	Zéro calc.	Zéro obs.
8 050	40,99	79,12	79,45
19 560	56,48	78,80	
23 340	57,07	78,89	
25 650	57,34	78,90	

Cobalt 2, H pression atmosphérique, $t = 20^{\circ},3$ K.

H_c gauss	l^2 cm. de l'échelle	Zéro calc.	Zéro obs.
8 050	34,07	78,88	70,20
19 560	53,21	78,24	
23 340	54,26	78,33	
25 650	54,63	78,42	

La seule conclusion qu'il semble permis de tirer de ces expériences sur le cobalt est que l'accroissement de l'aimantation du cobalt entre la température ordinaire et celle de l'hydrogène liquide est certainement beaucoup plus petite que celle du nickel ou de la magnétite, autrement elle n'aurait pu être masquée par le phénomène parasite.

TABLEAU VII. — *Fer.*

H gauss	$t = 20^{\circ} \text{C.}$	12 cm. de l'échelle	
		$t = 20^{\circ}, 3 \text{ K.}$ H pression atmosphérique	$t = 14^{\circ}, 0 \text{ K.}$ H solidification
1 700	95,23	101,98	101,95
5 675	98,47	102,85	
8 680	98,65	103,01	
13 160	98,91	103,31	
15 700	99,04	103,31	103,22
16 940	99,08	103,27	
18 360	99,06	103,27	
19 250	99,07	103,25	103,25
Pour H = 19 250		$\frac{I_{20^{\circ}, 3\text{K.}}}{I_{20^{\circ}\text{C.}}} = 1,0209$	
	18 360	1,0210	
	16 940	1,0209	
	15 700	1,0213	
	Moyenne.....	1,0210	

non corrigée de la dilatation thermique.

Dans toutes les expériences sur le fer, le zéro calculé par la moyenne des lectures reste remarquablement constant. Il ne se déplace en général que de quelques dixièmes de millimètres dans une série, et d'une série à l'autre de 6 millimètres. Les quelques observations à la température de la solidification de H montrent qu'entre $20^{\circ}, 3 \text{ K.}$ et $14^{\circ}, 0 \text{ K.}$, il ne se passe rien d'imprévu.

Magnétite. — Nous avons dit que la préparation de la magnétite par calcination du sesquioxyde pur exige une température très élevée pour assurer le départ des derniers restes d'oxygène en excès. Un premier ellipsoïde, provenant d'oxyde de fer incomplètement calciné, n'a donné qu'une intensité d'aimantation un peu supérieure à la moitié de celle qui était attendue, avec une hystérèse très marquée et environ trois fois plus intense à la température de l'hydrogène liquide qu'à la température ordinaire, tandis que, dans toutes les expériences sur les autres substances les effets de l'hystérèse ont été insensibles. De plus, pour cette substance, l'intensité d'aimantation était à peu près la même à la température ordinaire et dans l'hydrogène liquide, passant par un maximum dans l'intervalle.

Ces particularités ont disparu dans un deuxième ellipsoïde taillé dans de la magnétite bien calcinée, mais il s'en est présenté d'autres qui sont inexplicables jusqu'à présent, mais semblent n'avoir qu'une

importance subordonnée. La position du zéro, calculée comme moyenne des deux lectures sur l'échelle, diffère d'une manière appréciable du zéro observé, tout en restant sensiblement constante dans une série d'expériences à la même température. Ensuite, et ceci est plus curieux, les déviations sont différentes suivant la direction du champ. Il serait évidemment bien prématuré d'attribuer à la magnétite, à la suite de cette observation isolée, une symétrie hémimorphe dans le genre de celle de la tourmaline. Une erreur expérimentale passée inaperçue paraît plus probable, d'autant plus que les expériences sur la magnétite sont bien moins régulières que celles sur les métaux. Les observations correspondant aux directions + et - du champ ont donc été données séparément dans le tableau suivant.

 TABLEAU VIII. — *Magnétite* 15°,8 C.

Zéro observé = Zéro calculé + 0,9 cm.

H gauss	champ + 1 ^{er} cm. de l'échelle	champ - 1 ^{er} cm. de l'échelle
8 600	71,49	71,72
18 100	71,83	72,00
21 800	71,95	72,57
23 300	71,99	72,57
24 200	71,77	72,45

 H pression atmosphérique, $t = 20^{\circ},3$ K.

8 600	79,78	79,88
18 100	80,69	80,79
21 800	80,73	80,96
23 300	80,34	81,10
24 200	80,08	81,37

 H solidification, $t = 14^{\circ},0$ K.

18 100	80,90	81,10
21 800	81,12	81,64
24 200	80,96	81,84

On déduit de ces nombres pour le rapport des intensités d'aimantation à 20°,3 K. et à 15°,8 C. :

TABLEAU IX.

H gauss	Champ +	Champ -
8 600	1,0559	1,0553
18 100	1,0591	1,0601
21 800	1,0593	1,0567
23 300	1,0564	1,0572
24 200	1,0563	1,0628
Moyenne.....	1,0574	1,0564

Donc :

$$\frac{I_{20^{\circ},3K.}}{I_{15^{\circ},8C.}} = 1,0569,$$

non corrigé de la dilatation thermique.

On trouve de même pour le rapport des intensités d'aimantation à 14°,0 K. et 15°,8 C. :

$$1,0609, \quad 1,0622;$$

donc :

$$\frac{I_{14^{\circ},0K.}}{I_{15^{\circ},8C.}} = 1,0616,$$

rapport s'écartant du précédent dans le sens prévu.

En résumé on a obtenu dans cette partie du travail concernant les ferromagnétiques, la correction de dilatation thermique n'étant pas faite (voir p. 566, note 2) pour :

le nickel.....	$\frac{I_{20^{\circ},3K.}}{I_{17^{\circ},3C.}} = 1,0548,$
le fer.....	$\frac{I_{20^{\circ},3K.}}{I_{20^{\circ}C.}} = 1,0210,$
la magnétite.....	$\frac{I_{20^{\circ},3K.}}{I_{15^{\circ},8C.}} = 1,0569.$

NOUVELLE MÉTHODE ÉLECTRIQUE POUR MESURER L'INFLUENCE DE LA LUMIÈRE SUR LA CHROMOGÉLATINE (1);

Par M. HANS MAYER.

Introduction. — La présente étude a pour but de déterminer par la méthode électrique, c'est-à-dire par des mesures de conductibilité, les phénomènes de tannage, qui se produisent sous l'influence de la lumière dans des couches tendres de gélatine émulsionnées au bi-chromate de potassium.

Le processus du tannage de la gélatine est encore loin d'être bien connu ; toutefois les récentes recherches effectuées dans le domaine de la chimie des colloïdes ont déjà beaucoup contribué à son explication, et l'on peut en particulier appliquer aussi la théorie électrique de la coagulation de Hardy au tannage de la gélatine

(1) Extrait des *Comptes rendus de la Société royale des Sciences de Prague.*

Partie expérimentale. — Il résultait d'expériences préliminaires que la résistance d'une plaque de chromogélatine sensibilisée (non exposée) d'environ $10^9 \Omega$ dépendait d'une façon évidente de l'état d'humidité de l'atmosphère et de la température ambiante, deux facteurs sur l'importance desquels nous reviendrons plus tard. On trouva que dans les circonstances actuelles, la méthode suivante était la plus appropriée :

Un condensateur C est chargé pendant un temps t par une source de courant d'une force électromotrice constante E au-dessus de la résistance à mesurer R de la plaque chromatée, et la charge en est mesurée par un galvanomètre balistique.

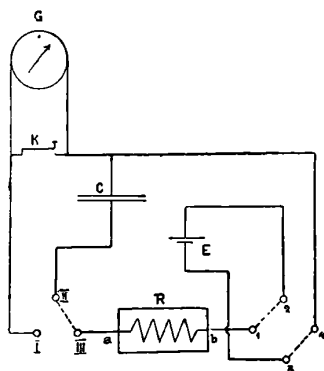


FIG. 1.

La manette K sert à mettre en court-circuit le galvanomètre et à obtenir ainsi un prompt retour au zéro.

Si l'on désigne par R la résistance de la couche sensible de gélatine, par C la capacité intercalée du condensateur (0,1 — 1 microfarad), par V le potentiel aux bornes du condensateur, par E la force électromotrice de la batterie, par J l'intensité du courant de charge, on a l'équation :

$$RI + V = E.$$

En outre l'intensité du courant de charge est représentée par :

$$I = C \frac{dV}{dt}.$$

En éliminant I, on a :

$$RC \frac{dV}{dt} + V = E.$$

Par transformation subséquente et intégration, on obtient enfin :

$$V = E + A \cdot e^{-\frac{1}{RC} t}.$$

Des conditions mêmes de l'état primitif ($t = 0$ et $V = 0$), on trouve pour la constante la valeur $A = -E$, de telle sorte que l'équation devient :

$$V = E \left(1 - e^{-\frac{1}{RC} t} \right).$$

Si on désigne par Q la quantité d'électricité nécessaire pour charger le condensateur au potentiel V, on obtient :

$$Q = \int_0^T I \cdot dt.$$

En introduisant la valeur de I et en intégrant, on a :

$$Q = EC \left(1 - e^{-\frac{T}{RC}} \right).$$

La quantité d'électricité Q se décharge par I, II, dans le galvanomètre balistique; soit N l'écart produit.

On a la relation :

$$Q = G \cdot N,$$

dans laquelle G représente la constante du galvanomètre balistique; si on revient à l'équation précédente, pour Q, on a :

$$-GN + EC = EC \cdot e^{-\frac{T}{RG}}$$

et

$$R = \frac{T}{C} \frac{-1}{\log \text{nat} \left(1 - \frac{GN}{EC} \right)}.$$

Pour déterminer la constante du galvanomètre, il faut procéder de la manière suivante : Le condensateur (capacité C_0) est chargé au potentiel connu E, et déchargé dans le galvanomètre balistique,

d'où :

$$C_0E = GN_0,$$

ou N_0 désigne l'écart du galvanomètre produit par la décharge.

En outre on a :

$$C_0 = \frac{N_0}{C_0E}.$$

En introduisant cette valeur, on obtient :

$$R = \frac{T}{C} \frac{-1}{\log \text{nat} \left(1 - \frac{C_0N}{CN_0} \right)}$$

comme formule finale donnant la résistance cherchée de la couche de gélatine bichromatée.

Pratiquement on se servira de la formule simplifiée suivante :

$$R = \frac{TN_0}{C_0N} + \rho,$$

dans laquelle ρ représente un facteur de correction de peu d'importance que l'on peut exprimer comme suit :

$$\rho = \frac{T}{C} \frac{-1}{\log \text{nat} \left(1 - \frac{C_0N}{CN_0} \right)} - \frac{TN_0}{C_0N}.$$

Dans le cas qui nous occupe, où le rapport $\frac{N}{N_0}$ varie de 0,1 à 1, la valeur de $\rho = -0,030 \cdot 10^9 \Omega$.

Préparation des plaques chromatées sensibles à la lumière. — On emploie la solution suivante :

Eau distillée.....	96	grammes
Gélatine émulsionnée.....	4	—
Bichromate de potassium.....	0,5	—

et on préparera les plaques avec les précautions habituelles.

On a examiné 25 plaques sensibles de ce genre, qui ont été faites en trois séries (première série, n^{os} 1 st à 12 st; deuxième série, n^{os} 1 à 7; troisième série, a à f), pour pouvoir étudier comment se comportent des plaques anciennes et préparées dans diverses conditions d'humidité.

Dispositions des plaques sensibles pour les recherches. — Toutes

les manipulations qui suivent sont effectuées sur des plaques sensibles, dans une chambre noire éclairée à la lumière jaune sans action sur les plaques de gélatine chromagée même pendant plusieurs heures. Les plaques mesurent 90×63 millimètres. La couche de gélatine chromagée sensible est, en tant que colloïde, extraordinairement hygroscopique ; de petites variations de l'humidité de l'air donnent des écarts remarquables dans la valeur de la résistance galvanique.

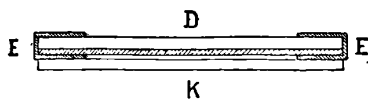


FIG. 2.

Pour éliminer l'influence des variations de l'humidité de l'air, on a pris soin de protéger les plaques à examiner contre l'action de l'air. Le dispositif employé est représenté par la *fig. 2*. Au-dessus de la couche de gélatine se trouve un verre K laqué des deux côtés ; les deux surfaces (plaque et verre avec les électrodes en papier d'étain) sont pressées l'une contre l'autre le plus possible, et les bords de la plaque ont été ensuite trempés dans une solution chaude de paraffine de manière à enfermer la couche hermétiquement ⁽¹⁾.

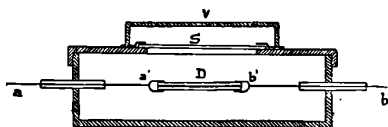


FIG. 3.

La plaque ainsi préparée a été suspendue pour les mesures dans une boîte en bois garnie de papier noir (*fig. 3*) sur le couvercle de laquelle on a ménagé une ouverture (15×22 centimètres) que l'on peut voir sur la figure. Cette ouverture peut être recouverte par un deuxième couvercle, empêchant l'accès de la lumière.

Dans les parois latérales de la boîte passent les fils d'amenée du courant en cuivre *ab*, protégés par des tubes de verre remplis de substance isolante. La plaque est mise en place dans la chambre

⁽¹⁾ Voir aussi V. NOVAK, *The electric measurement of the effect of the light on the photographic plate* (C. R. Soc. Royale de Prague, 1902).

noire avec lumière jaune, et la boîte est hermétiquement fermée avec son double couvercle. En enlevant le couvercle V, on l'expose à la lumière pendant le temps voulu. On peut aussi mettre sur la plaque de verre des filtres de couleurs diverses et examiner ainsi l'influence des lumières de diverses nuances. La température dans la boîte est donnée par un thermomètre gradué au dixième de degré, afin de pouvoir effectuer les corrections de température, lorsque celle-ci vient à changer pendant une longue série de mesures.

Détermination des coefficients de température pour des plaques chromatées, éclairées, et non éclairées. — Comme, avec les moyens employés, la plaque soumise à l'expérience ne peut pas être maintenue à une température suffisamment constante entre 20° et 30° [des températures plus élevées auraient pu être facilement obtenues,

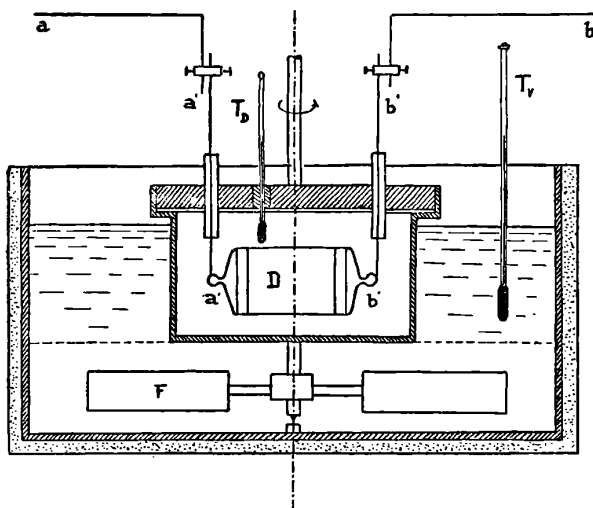


FIG. 4.

mais elles n'auraient pas convenu, car à proximité de 30°, on a constaté un changement de structure (formation de grains) dans la couche de gélatine] pendant les observations préliminaires et le temps d'exposition à la lumière, on a déterminé expérimentalement le coefficient de température de la plaque, afin d'éliminer l'influence des variations de température pendant l'expérience, en réduisant à une température de base.

Le dispositif employé pour déterminer les coefficients de température dont s'agit est celui de la *fig. 4.*

La plaque chromatée est isolée et suspendue dans un récipient en tôle plat et prismatique dans l'intérieur du bain d'un thermostat d'Ostwald.

Les écarts du galvanomètre augmentent avec la température, c'est-à-dire que la résistance de la couche s'amointrit comme pour les électrolytes ; il semble que la conductibilité électrolytique de la couche de chromogélatine provient en grande partie de l'électrolyte contenu dans le colloïde émulsionné (1).

Les points obtenus forment une courbe régulière, d'où l'on peut conclure à un changement régulier de la conductibilité sous l'action de l'élévation de la température.

Des résultats expérimentaux, on a tiré, pour la plaque non éclairée, les coefficients :

$$\begin{aligned}\alpha &= 0,0772, \\ \beta &= 0,0125;\end{aligned}$$

pour la plaque éclairée (46 0/0 éclairement) :

$$\begin{aligned}\alpha &= 0,0225, \\ \beta &= 0,0184.\end{aligned}$$

L'éclairage de la plaque chromatée tel qu'il a été fait amène une variation de 46 0/0 dans les écarts du galvanomètre balistique, lesquels donnent les mesures de la conductibilité (rapportées à la température de base).

Lorsque la température est abaissée, la gélatine chromatée non exposée à la lumière montre une certaine hystérésis de la conductibilité électrique. Il se manifeste une certaine augmentation plus ou moins durable de la conductibilité. L'apparition de cette hystérésis provient sans doute des modifications d'état de la couche colloïde, causées par l'augmentation de la température, qui amène la gélatine à couler.

Influence de l'éclairage sur la résistance galvanique de la couche de chromogélatine. — Résultats des recherches. — On entreprend d'abord avec la plaque sensible à la lumière une série de mensurations de la résistance galvanique sans l'influence de la lumière et on élimine toutes les variations de température en ramenant tout à la température de 20°. On peut constater qu'une plaque neuve non éclairée manifeste (par l'action du courant) une augmentation tem-

(1) Voir HANS MAYER, *Zeitschr. f. phys. Chem.*, **66**, 48 (1909).

porelle de résistance galvanique, probablement par suite de la polarisation qui se produit dans la couche (considérée comme électrolyte); pour chaque observation, on a soin de changer le sens du courant. La résistance augmente d'abord rapidement, mais l'abaissement de l'écart diminue toujours, et au bout de plusieurs heures il se rapproche de valeurs sensiblement constantes. Dès que cet abaissement se montre assez petit, ce qui spécifie l'établissement d'un état suffisamment stationnaire, on procède à l'éclairement qui doit montrer l'action subséquente sur la résistance galvanique.

La polarisation qui se manifeste pourrait bien n'être pas la seule et unique cause de l'abaissement de la conductibilité; on peut admettre comme explication possible de cette diminution temporaire et initiale de la conductibilité le dessèchement interne et graduel de la couche de gélatine chromagée : si c'est le cas, l'humidité dégagée par la couche de gélatine serait peut-être passée, dans l'espace fourni par les électrodes entre le papier d'étain (entre la couche de gélatine et le verre qui la recouvre), ou absorbée par la laque et le papier d'étain.

Les premiers écarts du galvanomètre sont assez peu concordants (entre 20 et 200 et même davantage) et dépendent essentiellement de l'humidité de l'atmosphère de la chambre noire au moment où l'on procède à l'opération décrite ci-dessus pour protéger les plaques contre l'action de l'air au moyen de paraffine; par des jours de pluie avec grande humidité, les écarts initiaux sont plus grands que dans des jours relativement secs.

Les deux tableaux qui suivent donnent les résultats des mesures effectuées sur deux plaques, et montrent les variations des écarts et de la résistance galvanique pendant l'éclairement de la gélatine chromagée (1).

L'éclairement de la plaque se fait à la lumière du jour diffuse devant une large fenêtre de laboratoire. Comme on peut le voir par l'arrangement de la plaque soumise aux recherches (*fig.* 3), les rayons lumineux qui viennent impressionner la gélatine chromagée traversent aussi bien la plaque de verre S encadrée dans le couvercle de la boîte, que la plaque de verre laqué portant elle-même la couche sensible.

(1) Pour ce qui concerne les réactions chimiques causées par l'éclairement et la théorie de la coagulation électrique, voir HANS MAYER, *Zeitsch. f. phys. Chem.*, 66, p. 52, et *Kolloidchem Beihefte*, Bd. 1., Heft. 1., 2.

TABLEAU 1.

Plaque n° e, série III, préparée la veille.

 $C = 1 \text{ MF.}$, $N_0 = 142,6$, $C_0 = 0,1 \text{ MF.}$, $T = 1 \text{ m.}$ (fig. 5).

Jour et heure	Eclair- ement	Écart du galvanomètre réduit à 20°			Résistance en 10 ² Ω	Lectures au photomètre de Weber	Lectures au photomètre de Vogel	Modification 0/0 de l'écart (1)
		sans éclair- ement	avec 46 0/0 éclair- ement	avec éclair- ement effectif				
11. VIII.	sans éclairage							
11 ^h 42 ^m		29,1			2,911			0
12 10		23,4			3,626			19,6
4 18		20,5			4,144			29,5
22		20,5			4,144			29,5
26		20,5			4,144			29,5
4 36	commence- ment de l'é- clairément	20,5			4,144	11,8 (7,1)		
46						15,4 (4,2)		
51		19,1	20,6	19,2	4,426	12,0 (6,9)		
56		18,4	19,8	18,6	4,570			
5 01						16,4 (3,7)		
06		17,6	18,6	17,7	4,803		7,5	13,7
11						15,8 (4,0)		
16		16,4	17,6	16,8	5,064			
21						18,2 (3,0)		
26		15,8	17,0	16,3	5,219			
31						23,0 (1,9)		
36	fin de l'é- clairément	15,1	16,3	15,7	5,420		10,3	23,4
5 41	sans éclairage					17,0 (3,4)		
45		14,8	16,0	15,3	5,463			3,2
12. VIII.								
9 10		12,6	13,6	13,1	6,502			16,6

(1) Avant l'éclairément, pendant l'éclairément et après l'éclairément.

TABLEAU 2.

Plaque n° b, série III, préparée 5 jours auparavant,
 $C = 1$ MF., $N_0 = 142,7$, $C_0 = 0,1$ MF., $T = 1$ m. (fig. 6).

Jour et heure	Eclair- ement	Écart du galvanomètre réduit à 20°			Résistance en 10 ⁹ Ω	Lectures au photomètre de Weber	Lectures au photomètre de Vogel	Modification 0/0 de l'écart (1)
		sans éclair- ement	avec 46 0/0 éclair- ement	avec éclair- ement effectif				
15. VIII.	sans éclairage							
9 ^h 55 ^m		45,0			1,900			0
10 25		38,0			2,194			15,5
40		37,5			2,254			16,1
16. VIII.								
9 08		34,25			2,470			23,7
9 25	commence- ment de l'é- clairément	34,25			2,470	11,5 (7,6)		0
30						11,5 (7,6)		
35		32,0	30,1	31,8	2,663			
40						11,4 (7,7)		
45		29,8	28,6	29,6	2,863			
50						10,8 (8,6)		
55		27,9	27,1	27,7	3,072		10,3	19,2
10 00						11,8 (7,1)		
05		27,1	26,3	26,8	3,165			
10						10,5 (9,1)		
15		26,0	25,3	25,6	3,310			
20						9,4 (11,4)		
25	fin de l'é- clairément	24,9	24,4	24,6	3,444		13	28,0
10 30	ans éclairage			24,6	3,444	11,4 (8,0)		0
35		24,1	23,45	23,8	3,567			3,25
45		23,2	22,6	22,9	3,711			7,1
55		22,6	21,9	22,2	3,826			9,9
17. VIII.								
9 32		18,5	16,6	17,4	4,891			49,5

Le degré d'éclairément (l'énergie éclairante chimique) a été mesuré au moyen du photomètre à échelle de Vogel (2) et les degrés lus deux à quatre fois pendant l'heure que duraient les expériences.

D'après la théorie du photomètre à échelle de Vogel, les logarithmes des quantités de lumière en action sont proportionnels aux degrés observés.

Dans les tableaux ci-dessus, l'avant-dernière colonne donne le degré observé.

(1) Avant l'éclairément, pendant l'éclairément et après l'éclairément.

(2) *Photochimie*, p. 222 (1906).

Pour pouvoir suivre l'influence des variations de l'intensité lumineuse (produites par les nuages, la diminution de clarté du jour provenant de l'heure plus ou moins tardive de la journée) sur la marche et la rapidité de l'augmentation de la résistance, on a mesuré en même temps et pendant l'éclairement de la plaque, au moyen d'un photomètre de Weber, l'éclairement d'une feuille de papier blanc placée à côté de la boîte, et cela à intervalles réguliers.

L'éclairement de cette partie de l'espace est exprimé comme suit :

$$E = K \cdot C \cdot \frac{10\,000}{r^2} \text{ bougies métriques (lux),}$$

où r = la distance de la bougie de benzine de la plaque de verre dépoli mobile dans le tube fixe. K et C sont les constantes de l'instrument. On peut écrire :

$$E = X \frac{1\,000}{r^2}$$

où $X = 10KC$ (constante).

Les tableaux donnent aussi les lectures directes r au photomètre que le rapport $\frac{1\,000}{r^2}$ nécessaire pour comparer les éclairagements. Dans les diagrammes, on trouve la courbe des éclairagements pour les valeurs : $\left(\frac{1\,000}{r^2}\right)$ lux, de telle sorte que les valeurs effectives doivent encore être multipliées par le rapport X .

Dans le but d'obtenir des observations continues, on a fait une lecture au photomètre de Weber entre deux mesures de résistance, c'est-à-dire entre deux observations des écarts du galvanomètre balistique.

En comparant les divers points du diagramme indiquant les écarts du galvanomètre avec la courbe de l'éclairement, on voit qu'il se produit un certain retard des écarts par rapport à l'intensité de l'éclairement, c'est-à-dire qu'il faut un certain temps pour que l'action de la lumière se fasse sentir sur l'écart obtenu. Dans le cas d'une augmentation soudaine de l'éclairement, il ne se produit une réduction notable de l'écart qu'après un certain temps.

Ce retard dans le changement de la conductibilité sous l'influence de l'éclairement est remarquable en ce sens que les courbes de conductibilité représentées avec l'abscisse = temps sont plus stables que celles que l'on obtient en mettant aux abscisses les quantités de

lumière fournies [comparer la *fig. 5* (abscisse = temps) et la *fig. 8* (abscisse = quantité de lumière) pour la même plaque n° 2].

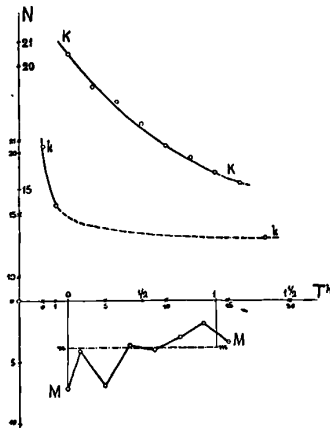


FIG. 5.

Pour réduire les écarts observés pendant l'éclairement à la température de base de 20° et au degré d'éclairement obtenu chaque fois, on a recours au raisonnement suivant : Admettant que N_n désigne l'écart observé avant l'éclairement, réduit à 20° (compté d'après le coefficient établi pour l'absence d'éclairement), qu'en outre n_n désigne le dernier écart ainsi réduit (après la fin de l'éclairement), que n_0 représente le dernier écart réduit à 20°, compté d'après le coefficient établi pour l'éclairement à 460/0 (mesuré électriquement), et qu'enfin n_x soit le dernier écart cherché, réduit à 20° et au degré d'éclairement vrai, on a la relation :

$$\frac{n_x - n_n}{n_0 - n_n} = \frac{N_n - n_x \cdot 100}{N_n \cdot 46}$$

$$\frac{n_x - n_n}{n_0 - n_n} = 2,17 \frac{N_n - n_x}{N_n}$$

ce qui donne :

$$(a) \quad n_x = \frac{N_n (1,17n_n - 2,17n_0)}{2,17n_x - N_n - 2,17n_0}$$

Pour ce dernier écart réduit n_x , on a calculé le changement en 0/0 = P (ramené à l'écart primitif au commencement de l'éclairement), et pour les écarts intermédiaires, qui ont été mesurés à des

intervalles réguliers, on a fait la réduction en admettant qu'il se produisait un changement continu et régulier du coefficient de température en relation avec la durée de l'éclairement.

On a employé la formule suivante :

$$n_q = n_p + \frac{d}{46} \cdot \frac{P}{a} \cdot q,$$

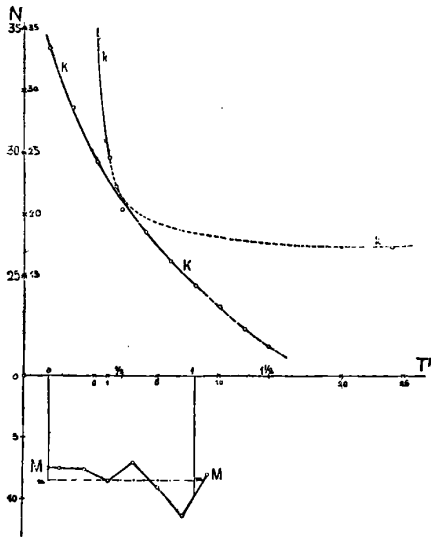


FIG 6.

ou n_q = l'écart intermédiaire à déterminer, n_p = l'écart réduit au moyen du coefficient pour le non-éclairage, d = la différence entre les valeurs de l'écart pendant le non-éclairage et l'éclairage à 46 0/0, P = le changement en pour cent de l'écart final après éclairage total rapporté à l'état primitif sans éclairage, a = le temps d'éclairage total, q = le temps d'éclairage effectif jusqu'à la mesure de l'écart.

La différence d peut être positive ou négative.

Comme il résulte de toutes les mesures électriques de résistance, l'éclairage amène une réduction notable de l'écart, c'est-à-dire qu'il se produit une forte augmentation de la résistance galvanique de la gélatine bichromatée. La résistance croît avec la durée de l'éclairage suivant une loi évidente, ainsi que le montre l'allure

continue des courbes K, où se trouve exprimée la relation entre les écarts (conductibilité) et la durée de l'éclairement (fig. 5, 6, 7).

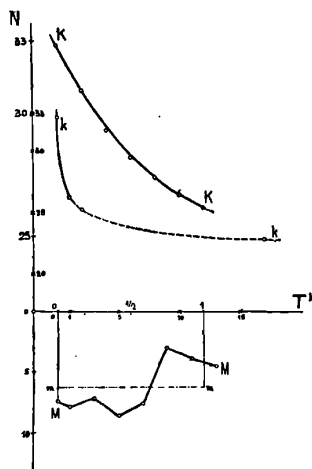


FIG. 7.

On peut en outre observer que, même après la fin de l'éclairement, la résistance continue à augmenter, ce qui prouve que dans l'obscurité se continuent les modifications commencées à la lumière, pour se ralentir d'abord lentement, puis plus vite, et revenir enfin à l'allure très lente observée déjà avant l'éclairement.

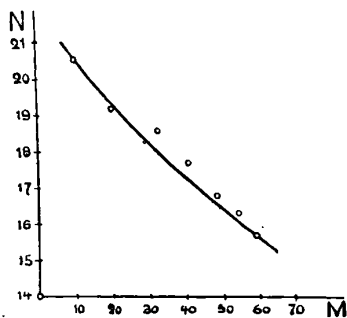


FIG. 8.

Les courbes K indiquent dans les parties pointillées la diminution graduelle des écarts dans l'obscurité.

Toutes ces courbes montrent un angle assez prononcé : l'aug-

mentation de résistance est d'abord, au moment de la suppression de l'éclairement, assez rapide (presque la même que pendant l'éclairement, comparer *fig. 6*), puis elle diminue toujours plus vite, pour reprendre son ancienne allure au bout de une à deux heures.

L'âge de la plaque de gélatine joue aussi un rôle important au point de vue de la sensibilité à la lumière; mais cependant la stabilité des plaques paraît être assez grande. Il est vrai que le processus de réduction de la gélatine chromâtée, activé catalytiquement par l'éclairement, se poursuit même dans l'obscurité, mais avec une rapidité réduite; la comparaison des résultats montre que, dans les premiers jours, la sensibilité des plaques diminue rapidement, puis de moins en moins, mais dure longtemps; la courbe du temps pour la sensibilité électrique montrerait donc aussi au commencement un angle prononcé. Même des plaques vieilles de plus d'un mois montrent une très remarquable sensibilité à la lumière (mesurée électriquement).

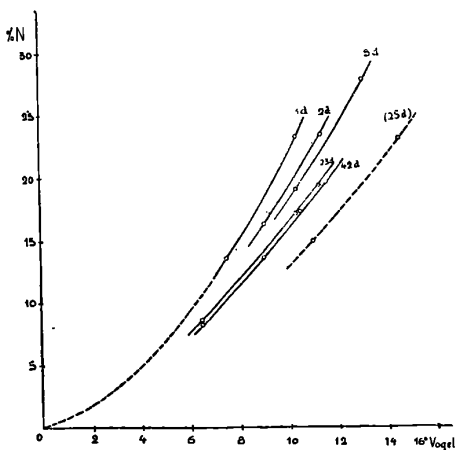


FIG. 9.

La *fig. 9* donne graphiquement la relation entre le changement en pour cent de la conductibilité électrique et les degrés Vogel pour des plaques de gélatine chromâtées d'âges divers; les chiffres 1d, 2d, etc., donnent l'âge des plaques en jours.

TABLEAU 3.

Sensibilité des plaques chromatées (mesurée électriquement).

Désignation de la plaque	Age des plaques en jours	Ecart au galvanomètre avant l'éclairement	Degré Vogel	Changement en 0/0 de l'écart par l'éclairement
<i>e</i>	1	20,5	7,5	13,7
			10,3	23,4
<i>c</i>	2	20,8	9,0	16,4
			11,3	23,6
<i>b</i>	5	34,3	10,3	19,2
			13,0	28,0
5	23	94,3	6,5	8,7
			10,3	17,2
			11,3	19,5
3 ⁽¹⁾	25	25,2	11,0	15,0
			14,5	24,2
			18,0	51,0
			20,0	51,0 + 9,1
1 St.	42	32,8	6,5	8,3
			9,0	13,8
			10,5	17,4
			11,5	19,8

Comme on le voit à la lecture du tableau 3 et de la *fig.* 9, le changement en pour cent de l'écart (de la conductibilité) est le même pour des plaques du même âge exposées au même éclairement, même lorsqu'elles donnent au commencement des écarts très différents (avant l'éclairement), c'est-à-dire que le changement en pour cent de la conductibilité sous l'influence de l'éclairement semble être indépendant du degré d'humidité de la gélatine chromatée (dans des limites assez larges).

Ainsi qu'il résulte de ce travail, cette méthode électrique constitue un moyen très sensible pour étudier le processus de la coagulation de la gélatine chromatée sensibilisée, moyen qui pourra aussi éclaircir certains points encore non élucidés de la théorie de la coagulation électrique de Hardy.

(1) La plaque n° 3 montrait aussi avant l'éclairement un abaissement continu pendant quatre jours de la conductibilité (de 64 0/0); la cause de ce phénomène est inconnue. Comme le tableau le montre, la plaque dont il est parlé ci-dessus avait aussi une sensibilité beaucoup moindre (mesurée électriquement) que celle qu'elle aurait dû avoir d'après son âge.

UNE MODIFICATION DU THERMOMÈTRE A MERCURE;

Par MM. JACQUES DUCLAUX et A. HAMELIN.

Tous ceux qui se sont servis de thermomètres à mercure pour des recherches de précision savent quels sont les inconvénients de cet instrument, et comment sa sensibilité est, en fait, limitée à un point qu'il serait souvent nécessaire de dépasser. Parmi les causes qui empêchent de la rendre plus grande, figurent en première ligne les variations de l'angle de raccordement du mercure et du verre dans le tube capillaire. Ces variations ont lieu quand le mercure tend à monter ou à descendre : elles ont pour effet de modifier la pression dans le réservoir, de changer le volume de ce réservoir et de ralentir ou d'empêcher le mouvement de la colonne. Un très faible échauffement se traduit par une augmentation de la convexité du ménisque : la flèche croît, mais d'une quantité bien inférieure à celle dont le ménisque avancerait s'il conservait la même forme. Les indications du thermomètre sont donc inexactes lorsque la température est peu variable, et l'expérience montre qu'elles le sont d'autant plus que les variations sont plus lentes.

On évite, comme on sait, en partie ces inconvénients en frappant à petits coups la tige du thermomètre ; mais la pratique montre que ce remède est insuffisant. Nous avons pensé qu'on obtiendrait un meilleur résultat si l'on pouvait faire que l'angle de raccordement fût constamment nul : ce qui peut être réalisé en remplissant la tige du thermomètre, au-dessus du mercure, d'eau acidulée par l'acide sulfurique, telle qu'on l'emploie dans l'électromètre de Lippmann ⁽¹⁾. On connaît l'extrême mobilité du ménisque de mercure observé dans cet instrument.

Pour éviter que le mouvement du mercure produise des effets électrocapillaires gênants, dus à la variation de la surface de contact mercure-eau acidulée dans la tige, celle-ci a été munie à sa partie supérieure d'une ampoule latérale pleine de mercure et reliée par un fil de platine au mercure du réservoir thermométrique. Cette disposi-

⁽¹⁾ A froid, il ne se produit pas de réaction sensible entre le mercure et l'eau acidulée. Il ne serait cependant pas prudent de maintenir indéfiniment le ménisque à la place où il doit être observé. Il en est de même, comme on sait, dans l'électromètre de Lippmann.

tion est représentée dans la *fig. 1*. Nous l'avons choisie, quoiqu'elle ne fût pas la meilleure, parce qu'elle était la plus facile à réaliser.



FIG. 1.

Dans le thermomètre ainsi modifié, les variations de l'angle de raccordement sont nulles, et la colonne de mercure est excessivement mobile : on s'en aperçoit, sans faire aucune mesure, en laissant le thermomètre suspendu à l'air et en observant à distance le ménisque, qui avance et recule sans cesse, tandis que celui d'un thermomètre ordinaire placé parallèlement est beaucoup plus paresseux. Nous avons étudié le nouvel instrument, d'abord seul, puis par comparaison avec des thermomètres à mercure de provenance diverse. Voici quelques-unes des expériences que nous avons faites.

1. Fixité du zéro. — Le thermomètre a été maintenu dans la glace d'eau distillée fondante, enfermée dans un tube à doubles parois, lui-même entouré de glace ordinaire. Il a marqué :

Au début	0°,0000
Après 3 heures.....	0°,0010
— 16 —	0°,0010
— 17 —	0°,0005
— 20 —	0°,0010

Les variations apparentes sont de $0^{\circ},001$ au plus : les variations réelles sont plus faibles, car nous n'avons pas réussi à maintenir absolument constante la température de la tige du thermomètre ; et les conditions dans lesquelles nous opérions ne permettaient pas l'emploi d'une tige correctrice.

Dans une deuxième série d'expériences, nous avons cherché si le mercure revenait au même point après des variations rapides : on pouvait craindre en effet qu'il ne restât une gaine d'eau acidulée adhérente aux parois du tube au-dessous du ménisque, qui aurait alors marqué une température trop élevée. Un appareil a été disposé de telle manière que le thermomètre pût être retiré de la glace fondante, échauffé ou refroidi rapidement, et remis dans l'enceinte à 0° .

Température initiale.....	0°,0000
— après refroidissement de 2°	— 0°,0005
— — réchauffement (non noté)	0°,0000
— — — de $0^{\circ},2$	0°,0000
— — — — $0^{\circ},3$	0°,0000
— — — — $0^{\circ},4$	0°,0000

Les variations sont insensibles, sauf dans la première expérience. Celle-ci a été faite dans des conditions extrêmes : le refroidissement a été suffisant pour ramener l'eau acidulée dans le réservoir, et le mercure, après avoir reculé de 20 centimètres, est remonté à la vitesse de plusieurs centimètres par minute. Malgré cela le zéro s'est à peine déplacé.

Enfin, nous avons constaté que le thermomètre, échauffé de $0^{\circ},5$, et replongé sans l'agiter dans la glace fondante, marquait, après cinq minutes, une température supérieure de $0^{\circ},001$ environ seulement à sa température définitive. Nous croyons donc pouvoir conclure que le zéro du nouvel instrument est fixe à moins d'un millième de degré en toutes circonstances.

2. *Exactitude des indications.* — La capacité calorifique du réservoir de notre thermomètre est la même que celle d'un thermomètre calorimétrique ordinaire, soit environ 2 grammes d'eau. C'est un chiffre relativement considérable : aussi le thermomètre a-t-il, comme tous les thermomètres à mercure sensibles, une inertie notable, et ne suit-il pas exactement les variations de température du milieu où il est plongé, lorsque ces variations sont rapides. L'expérience montre seulement qu'il les suit de beaucoup plus près qu'un thermomètre

ordinaire. Nous avons étudié comparativement deux de ces derniers, l'un à tige plate et à chemise extérieure, de construction allemande : l'autre en verre dur, à trou rond, de chez un très bon constructeur français.

Les thermomètres étaient placés côte à côte dans une masse de mercure de 2 kilogrammes environ, contenue dans un large tube plongé dans un thermostat. En approchant ou éloignant du thermostat une petite flamme auxiliaire, on peut avoir des variations de température très faibles et très lentes. Les réservoirs des thermomètres étaient à peu près de mêmes dimensions et de même épaisseur (les différences étant en faveur des thermomètres de comparaison); ils auraient donc dû donner des indications sensiblement concordantes. Au contraire, les variations du nôtre ont été incomparablement plus nettes.

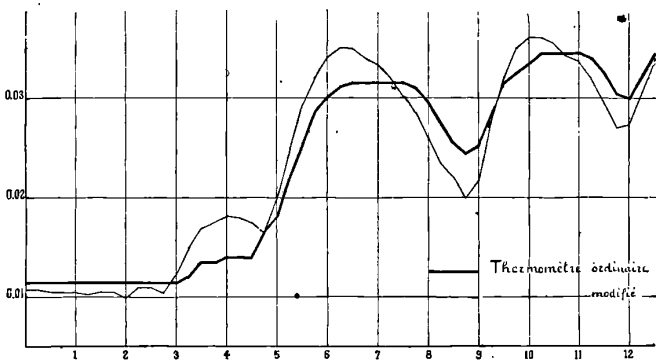


FIG. 2.

La *fig. 2* représente des variations simultanées de notre thermomètre et du thermomètre à trou plat. On voit que ce dernier est toujours en retard, et que, de plus, la courbe qu'il décrit comprend de nombreux paliers partout où les variations sont très lentes. Ses indications sont donc tout à fait inexactes.

La *fig. 3* correspond au thermomètre à trou rond. Les observations ont été faites avec une précision plus grande, et les courbes reportées à une échelle plus grande aussi. Là encore, la courbe du thermomètre de comparaison est coupée de nombreux paliers : celle du nôtre n'en montre aucun. Observé à la lunette, le mercure n'y paraît jamais immobile, tandis que celui du thermomètre de comparaison est resté, au début de l'expérience (non figuré sur la courbe), absolu-

ment fixe pendant treize minutes, donnant ainsi l'illusion que la température du thermostat était constante à $0^{\circ},0001$ près, alors qu'elle avait varié en réalité de $0^{\circ},0028$. Les deux thermomètres de comparaison trou plat et trou rond sont sensiblement équivalents ; ils ne

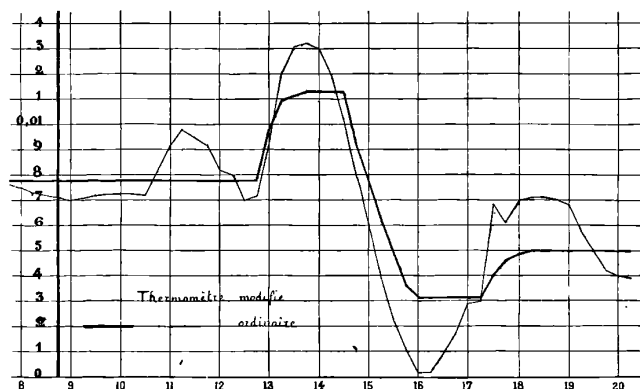


FIG. 3.

commencent à donner des indications (inexactes d'ailleurs) que pour des différences de température supérieures à $0^{\circ},002$ ou $0^{\circ},003$, tandis que le nôtre enregistre des variations de $0^{\circ},00003$, cinquante fois plus faibles.

3. Un troisième procédé de comparaison consiste à observer la marche d'un thermomètre au centre d'une masse de mercure contenue dans un thermostat dont on baisse la veilleuse, de manière à obtenir des variations extrêmement lentes ($0^{\circ},1$ par heure par exemple). Dans ces conditions, le nôtre descend régulièrement, tandis que les thermomètres de comparaison descendent par une série de saccades. Pour apprécier l'importance de ces saccades, il suffit de tracer une courbe régulière passant au milieu des points observés, et de voir à quelle distance de cette courbe se tiennent ces points. Cette distance peut être prise pour mesure de l'amplitude des saccades ou des irrégularités de la marche du thermomètre. Nous avons ainsi trouvé, pour le nôtre, un écart moyen de $0^{\circ},000021$ avec un écart maximum de $0^{\circ},000043$ pour une observation isolée, tandis que les nombres correspondants, pour le thermomètre de comparaison à trou plat, étaient de $0^{\circ},00016$ et $0^{\circ},00025$, respectivement 8 et

5 fois plus grands, quoique le refroidissement fût sensiblement plus rapide. En fait, avec notre thermomètre, les variations ne dépassaient pas l'erreur de lecture, qui atteignait environ $0^{\circ},000035$, nombre correspondant à un déplacement du ménisque de 3μ seulement. Il est donc probable que la marche du thermomètre nouveau est absolument régulière, tandis qu'il est certain que celle du thermomètre de comparaison ne l'est pas.

4. Enfin, nous avons cherché à appliquer notre thermomètre à la mesure de variations de température très faibles, connues *a priori* : nous avons choisi le phénomène de fusion de la glace sous pression variable, observé dans un appareil facile à imaginer, qu'il nous semble inutile de décrire. Voici les résultats obtenus : P désigne la pression en centimètres d'eau, t la température de fusion observée en prenant pour 0 le point de fusion sous la pression atmosphérique, K le quotient, multiplié par 1000, de ces deux quantités :

P	t	K
+ 285	— 0,00168	0,0059
— 231	+ 0,00131	0,0057
+ 188	— 0,00117	0,0062
— 297	+ 0,00170	0,0037
+ 281	— 0,00172	0,0061

Les nombres de la dernière colonne ne s'écartent, comme on le voit, que de 4 0/0 au plus de leur moyenne 0,00593, quoique les variations de température soient moindres que $0^{\circ},002$, c'est-à-dire absolument insensibles à un thermomètre ordinaire. L'écart le plus considérable correspond à une erreur de $0^{\circ},00006$ seulement sur la différence de deux lectures, quantité à peine double de l'erreur ($0^{\circ},000035$) possible sur chaque lecture. Ici donc encore, l'erreur propre du thermomètre n'a pu être mise en évidence ⁽¹⁾. Pour obtenir la même précision avec un thermomètre cryoscopique ordinaire, il aurait fallu employer des pressions au moins 20 fois plus grandes.

(1) Cependant la moyenne des nombres trouvés correspond à une variation du point de fusion de $0^{\circ},0062$ par atmosphère, nombre assez différent de celui ($0^{\circ},0075$) que l'on peut calculer par l'équation de Clapeyron. La tige de notre thermomètre n'étant pas calibrée (première cause d'erreur), nous n'avons pas cherché à faire ces expériences avec une grande précision ; nous avons reconnu depuis que les températures avaient été mesurées par défaut et les pressions par excès.

Nous pensons donc que ce dispositif permet d'utiliser le thermomètre à mercure à des mesures inabordables avec les instruments ordinaires. Bien entendu, les erreurs de calibrage, ou celles qui sont dues à l'inertie thermique de la masse mercurielle, ne peuvent être corrigées ainsi, à moins que l'on ne puisse employer des tiges encore plus fines (la nôtre ayant 0^{mm},1 environ) et par suite des réservoirs plus petits. Notre thermomètre reste, à ce double point de vue, inférieur au thermomètre à résistance de platine ; mais il l'emporte de beaucoup sur lui sous le rapport de l'économie et de la facilité d'emploi. On pourrait lui objecter que des forces thermoélectriques aux contacts platine-mercure ou mercure-eau acidulée, peuvent déplacer le ménisque et causer des erreurs. Celles-ci peuvent, en tout cas, être rendues extrêmement petites ; car, pour notre thermomètre, une différence de potentiel de 0,02 volt, bien supérieure à toutes les forces thermoélectriques à craindre, produisait dans le thermomètre monté comme électromètre capillaire une dénivellation de mercure correspondant à 0^o,0004 seulement.

Les irrégularités de la surface intérieure du tube capillaire ont moins d'importance pour notre thermomètre que pour le thermomètre ordinaire. En effet, une petite saillie de la paroi en un point peut produire une variation considérable de l'angle de raccordement du ménisque en ce point (et par suite une perturbation notable dans la marche du thermomètre ordinaire) sans influer sensiblement sur la section du tube en ce point, ni par suite sur la marche du thermomètre modifié. Cependant des erreurs restent possibles du fait de ces inégalités ; mais il est facile de les éliminer en faisant des mesures en différents points du tube. De par sa construction même, le thermomètre peut être employé comme métastatique, et il est facile d'amener le zéro en un point quelconque de la tige.

L'instrument qui nous a servi a été construit par M. Berlemont, auquel nous adressons nos remerciements.

**SUR UN DISPOSITIF A CONTACTS ÉLECTRIQUES
RÉGIS PAR LA ROTATION D'UN ORGANE MOBILE AUTOUR D'UN AXE FIXE⁽¹⁾;**

Par M. L. DÉCOMBE.

Le problème dont nous nous proposons d'exposer ici une solution est le suivant :

« Étant donné un organe animé d'une rotation uniforme ou variable autour d'un axe, fermer le circuit d'une pile, sur des appareils déterminés, à des intervalles de temps et pendant des durées proportionnelles à la vitesse de rotation de l'organe. »

On rencontre ce problème, sous une forme plus ou moins particulière, dans la mesure instantanée de la vitesse angulaire d'un axe, l'émission de signaux commandés par un organe en rotation, le remontage automatique des mouvements d'horlogerie, etc...

On sait qu'il est très difficile de réaliser un bon contact électrique entre deux pièces animées l'une par rapport à l'autre d'un glissement notable ; il faut, pour y arriver, exercer entre elles une pression d'autant plus élevée que la vitesse de glissement est plus considérable, ce qui introduit des frottements donnant lieu à des irrégularités, de l'usure, et surtout des perturbations dans le mouvement de l'organe en rotation.

Pour ces raisons, on doit renoncer, dans les appareils un peu délicats, à l'emploi d'une bague chaussée sur l'axe de rotation et munie de touches alternativement conductrices et isolantes sur lesquelles s'appuie un balai en relation avec le circuit de la pile et des appareils. On peut d'ailleurs remarquer que ce dispositif ne permet pas de modifier la durée relative des contacts par rapport à l'intervalle de temps qui les sépare, condition très favorable cependant au réglage du contact et qui, dans certains cas, peut s'imposer d'une manière étroite.

Les essais que j'ai effectués m'ont conduit à adopter le dispositif suivant :

Un disque D (*fig. 4*) dont la circonférence a été découpée de manière à présenter des arcs de courbe tels que AA', BB', CC', (au nombre de six, par exemple) est fixé sur l'axe de rotation ω (supposé horizontal et perpendiculaire au plan de la figure), de manière

⁽¹⁾ Communication faite à la Société française de Physique : séance du 6 mai 1910.

à en être solidaire, la pente croissante des arcs étant dirigée, comme l'indique la figure, en sens contraire de la rotation f .

Deux leviers Oip et $O'i'p'g$, formés chacun d'une lame rigide de laiton, sont respectivement mobiles autour des axes O et O' (perpendiculaires au plan de la figure). Chacun de ces leviers porte une goupille en ivoire (i, i'), qui repose sur la périphérie du disque D . Ces deux goupilles peuvent être déplacées le long des leviers correspondants.

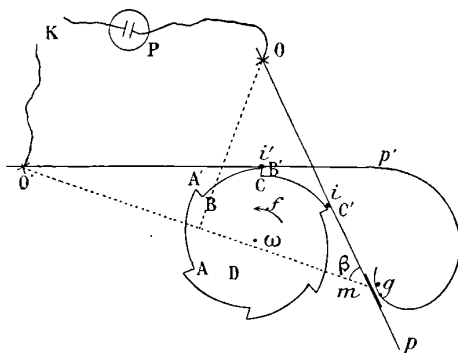


FIG. 1.

Le levier Oip est situé, par rapport au plan de la figure, un peu en avant du disque D , tandis que le levier $O'i'p'g$ est situé un peu en arrière, de sorte que les goupilles i et i' empêchent seules les leviers de tomber et que le point où se croisent sur la figure les droites Oi et $O'i'p'$ est purement fictif.

Sur la face supérieure du levier Oip est soudée une lame de platine m ; l'extrémité courbe du levier $O'i'p'g$ porte une goupille g également en platine : c'est entre les deux pièces m et g que s'établissent les contacts destinés à fermer le circuit de la pile P sur les appareils K .

Le fonctionnement de l'appareil est le suivant :

Le disque étant entraîné par la rotation ω dans le sens f , et la position des goupilles préalablement réglée de manière que i' échappe le sommet de l'arc BB' un peu avant que i échappe celui de l'arc CC' , la goupille g tombe sur la lame m , et le contact dure jusqu'à ce que i échappe à son tour. Le même phénomène se reproduit évidemment six fois par tour du disque. Dans ces conditions, la durée du contact (aussi bien que l'intervalle entre deux contacts) est évidemment proportionnelle à la vitesse de rotation de l'arc ω .

On observera que, au moment où la goupille i échappe le sommet de l'arc BB' , la lame m se trouve au voisinage immédiat de la goupille g , de sorte que la chute de cette dernière est réduite seulement à une fraction de millimètre. De plus, à ce moment, et pendant toute la durée du contact, la vitesse de glissement de g sur m est insignifiante, ce qui permet de réaliser un contact excellent par la seule action du poids du levier $O'i'p'g'$, poids qui peut être d'ailleurs très réduit. Au moment où la goupille i échappe à son tour, il y a, au contraire, un rapide glissement de g sur m , de sorte que la rupture du contact se produit en un point du levier différent de celui où il s'établit. Cette condition est éminemment favorable à la régularité du fonctionnement.

A ce point de vue, on pourrait aussi substituer à la goupille g une pièce ayant la forme d'un arc de faible courbure de manière que le point d'établissement et le point de rupture du contact soient séparés, non seulement sur le levier Op , mais aussi sur la pièce g .

Pour que la charge des leviers sur l'axe demeure constante pendant la rotation, il faut que les arcs AA' , BB' , ..., appartiennent à des spirales logarithmiques ayant ω pour pôle.

Pour que cette charge ne subisse pas de variation au moment où m vient reposer sur n , il faut, en outre, satisfaire à la condition :

$$(1) \quad \frac{O_i}{O'i'} = \frac{O_m \cos \beta}{O'm}$$

Pratiquement, on pourra choisir, par exemple, $\frac{O_i}{O'i'} = \frac{1}{2}$, de sorte que la condition (1) se réduise à :

$$(2) \quad O'm = 2O_m \cos \beta$$

Cette condition est réalisée dans le modèle que j'ai fait construire, et on la retrouve sur la figure ci-jointe.

En faisant glisser les goupilles i et i' le long des leviers correspondants, on peut faire varier notablement la durée du contact sans modifier sensiblement le rapport $\frac{O_i}{O'i'}$, pourvu que l'on ait choisi O_i et $O'i'$ suffisamment longs. La condition (1) continue à être satisfaite.

Le modèle que j'ai construit a été appliqué, en particulier, au remontage automatique d'un mouvement d'horlogerie. Dans ce cas, le circuit métallique comprend, outre la pile P , un électro-aimant dont l'armature, mobile autour d'un axe horizontal, enroule le ressort

moteur, à chaque fermeture du circuit, d'une quantité précisément égale à celle dont il s'est déroulé depuis la fermeture précédente. La tension du ressort peut ainsi être maintenue presque rigoureusement constante pendant toute la durée du fonctionnement, qui est d'ailleurs illimitée.

En résumé, le dispositif très simple que nous venons de décrire permet de réaliser un contact satisfaisant aux conditions exigées; son fonctionnement est très régulier, toujours identique à lui-même et sans répercussion perturbatrice sur le mouvement, parfois délicat, de l'organe mobile en rotation.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

2^e semestre 1909 (Suite).

J. LARGUIER DES BANCELS. — Recherches sur la charge électrique des substances textiles plongées dans l'eau ou dans les solutions électrolytiques. P. 316.

Expériences avec l'appareil de M. Perrin⁽¹⁾ pour l'électrisation de contact. Les textiles usuels prennent dans l'eau distillée une charge négative, dans une liqueur alcaline une charge négative plus grande, dans les liqueurs acides une charge plus faible qui peut même changer de signe. La présence d'ions polyvalents modifie la charge des textiles, celle-ci diminuant sous l'action des ions positifs, augmentant sous l'action des rayons négatifs.

Les opérations de mordantage ou de teinture peuvent provoquer ou non une modification de la charge.

A. COTTON et H. MOUTON. — Variation, avec la température, de la biréfringence magnétique des composés aromatiques. Corps surfondus et corps à l'état vitreux. — P. 340.

La biréfringence magnétique de la nitrobenzine diminue avec la température, 128',6 à 6°,4, 90',9 à 53°,9. Il en est de même pour le salol surfondu, étudié entre + 50° et — 17°. Le bétol vitreux, étudié entre — 5 et 18°, est aussi biréfringent.

(¹) C. R., 1903.

P. PASCAL. — Propriétés magnétiques du carbone et des composés organiques. Rôle magnétique de l'oxygène dans les composés organiques. — P. 342 et 308.

Le charbon de sucre pur étudié s'est montré diamagnétique et d'une susceptibilité magnétique égale à $-5,2 \cdot 10^{-7}$, celle de l'eau étant prise égale à $-7,5 \cdot 10^{-7}$.

Dans les composés organiques, les éléments diamagnétiques conservent leur susceptibilité atomique, en sorte qu'on peut calculer la susceptibilité moléculaire du corps $A^{\alpha}B^{\beta}C^{\gamma}$ par la formule :

$$S_M = \Sigma \alpha S_A + \lambda,$$

S_A étant la susceptibilité atomique de A, λ un nombre égal à $+57 \cdot 10^{-7}$ s'il y a une liaison éthylnique, à $-15 \cdot 10^{-7}$ pour un noyau benzénique, nul enfin pour un composé saturé. L'O relié à deux atomes différents est diamagnétique; sa susceptibilité atomique S_0 est égale alors à $-50 \cdot 10^{-7}$. L'O doublement lié à un atome de C est paramagnétique, $S_0 = +20 \cdot 10^{-7}$; s'il y a un deuxième atome d'O simplement lié au même carbone, $S_0 = -35 \cdot 10^{-7}$ pour l'oxygène doublement lié.

Tout atome de C dans un groupement oxygéné qui a trois valences saturées par du C ajouté $-10 \cdot 10^{-7}$ à la susceptibilité moléculaire, tout atome qui n'est relié qu'à du carbone apporte $-15 \cdot 10^{-7}$.

G. MASSOL et M.-A. FAUCON. — Sur la chaleur latente de fusion et la chaleur spécifique de l'acide propionique. — P. 345.

La chaleur latente de fusion de l'acide propionique, après trois heures de solidification, est égale à $23^{\text{cal}},35$.

La chaleur spécifique à l'état solide, entre -46° et $-19^{\circ},8$ est égale à $0,728$, c'est-à-dire supérieure à la chaleur spécifique à l'état liquide.

DORNIC et DAIRE. — Contribution à l'étude de la stérilisation par les rayons ultra-violetts. Application à l'industrie beurrière. — P. 354.

Les auteurs ne pensent pas qu'il y ait possibilité actuelle de stérilisation directe du beurre par les rayons ultra-violetts en raison de son opacité et de l'odeur et goût de suif qu'il acquiert presque instan-

tanément au contact de l'ozoné produit par les lampes. Il en est de même pour la crème et, dans une certaine mesure, pour le lait.

GOUY. — Phénomènes magnéto-anodiques. — P. 382.

On étudie commodément la couronne magnéto-anodique en garnissant l'intérieur de l'ampoule de Crookes d'une grande feuille métallique, percée de fenêtres pour l'observation et formant cathode reliée au sol. Avec des champs intenses, on obtient la couronne magnéto-anodique.

Si le plan passant par l'anode et normal au champ est dégagé de tout obstacle, la couronne, à $\frac{3}{10}$ de millimètre environ de l'anode, est très petite et fort brillante et l'ionisation y est très grande.

Si au contraire il y a un obstacle, la couronne s'agrandit de manière à surmonter l'obstacle; il s'y produit une sorte d'ondulation ou de zigzag, formé par une sinusoïde ou une ligne brisée, tracée sur un tube de force magnétique.

L'aspect du phénomène suggère l'idée que l'agent lumineux dans la couronne est dévié par l'obstacle et tend à revenir à sa position normale en exécutant des oscillations amorties, parallèlement au champ magnétique, pendant qu'une sorte de dérive l'entraîne dans le sens perpendiculaire. Le calcul de la courbe peut s'effectuer en considérant les rayons magnéto-cathodiques comme formés par des enroulements hélicoïdaux d'électrons.

JEAN BECQUEREL. — Sur différentes espèces de dissymétries d'intensités, observées pour les composantes magnétiques, polarisées circulairement, des bandes d'absorption des cristaux uniaxes. — P. 392.

On sait que les deux composantes d'un doublet magnétique, correspondant à l'absorption de vibrations circulaires de sens contraires, ont presque toujours dans les cristaux des intensités différentes et, à une température suffisamment basse, la composante accélérée est plus intense que la composante retardée. Dans les deux groupes de bandes du xénotime étudiées à Zurich, toutes les bandes pour lesquelles la composante retardée est la plus intense (soit à $+ 20^\circ$, soit à $- 90^\circ$) possèdent une dissymétrie de positions telle que cette composante est la moins écartée de la bande primitive. Pour cer-

taines valeurs du champ, on pourra donc inverser la dissymétrie par un changement de température et réciproquement.

HERCHEFINKEL. — La décomposition de CO_2 par les rayons ultra-violetts.
P. 395.

Les rayons ultra-violetts émis par une lampe à mercure en quartz et l'émanation du radium décomposent en partie CO_2 en $\text{CO} + \text{O}$.

M. ROSENSTHIEL. — De l'intervention de la pression osmotique dans la teinture.
P. 397.

En teinture, l'affinité chimique entre souvent en jeu ; l'adhérence, forme de la cohésion, y intervient toujours. Cette adhérence a lieu parce qu'il y a dissolution parfaite du colorant et surface bien nette de la fibre, et la pression nécessaire au contact est la pression osmotique.

Analogies et exemples.

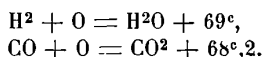
BOULOUCHE. — Sur une démonstration de la règle des phases. — P. 449 et 4377.

MULLER. — P. 1079.

Objections à la démonstration de M. Muller⁽¹⁾ que ce dernier réfute.

P. LEMOULT. — Méthode simplifiée et appareil pour déterminer le pouvoir calorifique des combustibles gazeux. — P. 454.

La méthode repose sur ce qu'il est inutile de connaître séparément les teneurs en H^2 et CO , mais seulement le total, puisque .



Exemples courants.

PAUL GAUBERT. — Sur le pseudo-polychroïsme des sphérolites. — P. 456.

Dans le cas de pseudo-polychroïsme, le maximum d'absorption de la lumière, dans les sphérolites incolores constitués par une seule

⁽¹⁾ C. R., 21 avril 1908.

substance, a lieu suivant une direction perpendiculaire à la section principale du nicol ; dans les sphérolites formés de deux substances ne se mélangeant pas intimement, le maximum d'absorption peut se produire dans la direction perpendiculaire à la précédente, mais il n'y a pas d'absorption anormale ; l'absorption est encore due à l'action de couches disposées perpendiculairement à la section principale du nicol.

JEAN PERRIN et DABROWSKI. — Mouvement brownien et constantes moléculaires. — P. 477.

Les observations faites avec le mastic et la gomme-gutte montrent que des grains identiques, agités par le mouvement brownien, se distribuent en fonction de la hauteur comme un gaz parfait sous l'action de la pesanteur et que le mouvement brownien de ces grains s'accorde avec la formule d'Einstein.

Elles donnent pour le nombre N de molécules par molécule-gramme la valeur moyenne $70,75 \cdot 10^{22}$ et pour la valeur la plus probable de la charge e de l'électron $4,1 \cdot 10^{-10}$ C. G. S. statique.

GUINCHANT. — Constantes calorimétriques et cryoscopiques du bromure mercurique et de l'azotate d'argent. — P. 479 et 569.

Chaleur spécifique entre 0 et 206°.....	0,032
Chaleur latente de fusion à 235°.....	$L = 12^{\circ},8$
Chaleur spécifique du sel fondu de 247 à 293°.....	0,068
Constante cryoscopique	$K = \frac{0,0T^2}{L} = 403$

La constante expérimentale trouvée pour les bromures alcalins en solution dans le bromure mercurique est voisine de 340 ; ces corps dissous conservent donc une association moléculaire partielle.

La constante cryoscopique de l'azotate d'argent, $L = 17^{\circ},6$ à 209° , est théoriquement $K = 264$ et se trouve voisine de celle obtenue expérimentalement. De plus, l'auteur a retrouvé à 159° la transformation de l'azotate rhomboédrique en azotate rhombique, et obtenu pour :

Le coefficient de dilatation de 20 à 150°.....	$77 \cdot 10^{-6}$
Pour la contraction à 159° par élévation de température	0,17 pour 100
Et pour la dilatation à 159° par abaissement de température.....	0,22 à 0,25 pour 100

A. BOUQUET DE LA GRYE. — Sur l'étude des températures de la mer. — P. 499.

L'auteur propose d'annexer au bulletin météorologique les températures de la mer aux divers lieux, la cause des différents types de saisons résidant dans l'état thermique de la mer (polaire) d'après Hildebrandson, ainsi que l'apparition et l'abondance des poissons, d'après les travaux des physiologistes.

DRZEWIECKI. — Formules pratiques pour le calcul des hélices aériennes. — P. 506.

Tableau et discussion.

H. DESLANDRES et L. D'AZAMBUJA. — Images monochromatiques multiples du Soleil, données par les raies larges du spectre. — P. 521.

Historique. — L'hydrogène α , comme le calcium, trois couches distinctes au moins; une couche basse produisant en grande partie H_{γ} , et vraisemblablement la partie dégradée de H_{α} ; une couche moyenne, correspondant à la partie moyenne de H_{α} et une couche supérieure quatre à cinq fois moins brillante que la précédente et correspondant à la partie centrale de la raie. La couche supérieure a été révélée dans les épreuves qui ont montré ses caractères principaux et ses points communs avec K_{β} . Les auteurs ont vérifié de plus les résultats obtenus par eux en 1908 en étudiant les diverses parties de la raie λ 438 du fer.

COMAS SOLA. — Calcul de la profondeur des hypocentres sismiques. — P. 536.

Théorie mathématique.

JEAN PERRIN. — Le mouvement brownien de rotation. — P. 549.

A température donnée, tout granule doit s'agiter de façon que son énergie de rotation et de translation ait la même valeur moyenne, égale à l'énergie moyenne de translation d'une molécule isolée, d'où la formule d'Einstein :

$$\alpha^2 = \tau \frac{RT}{N} \frac{1}{4\pi\xi a^3},$$

a rayon du grain sphérique, ξ viscosité du fluide, α^2 carré moyen de la rotation en un temps τ , N nombre de molécules par molécule-gramme. M. Perrin a vérifié cette formule avec des grains de mastic. Il fait arriver lentement de l'eau au fond de leur solution alcoolique. Degros grains se forment alors dans la zone de diffusion et présentent à leur intérieur de petits défauts permettant les pointés dans une solution d'urée.

A. GUILLET. — L'électro-diapason. — P. 551.

A une intensité I donnée du courant d'excitation de l'électro au repos correspond une infinité de valeurs pour l'intensité apparente i de ce courant et pour l'amplitude de la vibration quand l'électro marche. Cette amplitude passe par un maximum pour $i = \frac{I}{2}$; pour des valeurs plus grandes de i , l'électro cesse de fonctionner. Les valeurs de i resteront constantes, si les pôles du contact commandés par le diapason sont soustraits à tout déplacement relatif spontané. L'auteur décrit un contact défini à fil tendu.

De même pour un électro et une force électromotrice donnés, la déviation maximum Δ dépend :

1° De la distance l de l'électro au raccordement des branches ;

2° De I ;

3° De l'aimantation initiale du circuit magnétique formé par le diapason et le noyau de l'électro. Aimantation qu'on peut faire varier au moyen d'un courant permanent qui passe dans un enroulement auxiliaire de l'électro ;

4° Δ varie très peu avec la self du circuit.

CH. NORDMANN. — Méthode permettant la mesure des températures effectives des étoiles. Résultats. — P. 557 et 1038.

Utilisation du photomètre stellaire hétérochrome. Dans cet appareil, on mesure dans les diverses régions (1) du spectre l'éclat de l'étoile observée par rapport à une étoile artificielle (étalon secondaire électrique) et on interchange, sur le trajet commun des faisceaux, une série d'écrans monochromatiques. On applique de plus la loi de

(1) *Bulletin astronomique*, avril 1909.

Planck que l'expérience a permis de reconnaître applicable. On trouve ainsi :

ρ Persée	2,870°	Polaire.....	8.200°
ξ Céphée.....	4.260°	α Lyre.....	12.200°
δ Céphée (min.).....	4.550°	β Persée.....	13.300°
Soleil.....	5.320°	γ Lyre.....	14.500°
γ Cygne.....	5.620°	ε Persée.....	15.200°
δ Céphée (max.).....	6.900°	δ Persée.....	18.500°
γ Taureau.....	7.250°	λ Taureau.....	> 40.000°
RX Hercule.....	4.350°		

A. LAFAY. — Sur la mesure des pressions élevées déduite des variations de résistivité des conducteurs soumis à leur action. — P. 566.

Pour le platine, $\frac{r - r_0}{r_0} = - 1,86 \cdot 10^{-6} P$ (atmosphères).

Pour la manganine, $\frac{r - r_0}{r_0} = + 2,23 \cdot 10^{-6} P$ (atmosphères).

Pour la mesure à 15° $\frac{r - r_0}{r_0} = - 32,7 \cdot 10^{-6} p + 1,1 \cdot 10^{-9} p^2$, p étant ici évalué en kilos par centimètre carré.

A. ANGOT. — La perturbation magnétique et l'aurore boréale du 25 septembre 1909. — P. 577.

MARCHAND. — P. 616.

CIRERA. — P. 1035.

Résultats fournis par les enregistreurs du Val-Joyeux et par diverses régions de la France, pic du Midi en particulier. Observations de l'aurore boréale faite en France, en particulier au Conquet (Finistère).

A l'observatoire de l'Èbre, on a observé un changement de formes et une augmentation remarquables de la grande tache solaire; l'autre fait notable est la rapidité des oscillations des courants telluriques enregistrés.

PAUL-L. MERCANTON. — Effet des ébranlements mécaniques sur le résidu des condensateurs. — P. 591.

Tableau d'observations faites qui, sans permettre de nier une action

J. de Phys., 4^e série, t. IX. (Juillet 1910.)

41

possible des ébranlements, montrent que cette influence, si elle existe, est incomparablement plus faible que celle qu'ils exercent sur l'état magnétique des substances ferro-magnétiques.

PH.-A. GUYE et N. ZACHARIADES. — Sur la réduction des pesées au vide appliquée aux déterminations de poids atomiques. — P. 593 et 1122.

Il est complètement illusoire de peser les corps à plus de $\frac{1}{10.000}$ près, ou de calculer les rapports atomiques avec une précision plus grande, toutes les fois que les poids de substances pulvérulentes, déterminés dans l'air, sont réduits au vide par le calcul. Il conviendra d'effectuer réellement toutes les pesées dans le vide ou de déterminer expérimentalement la correction de réduction au vide.

PAUL BESSON. — Sur l'influence probable du mouvement de la Lune sur la radioactivité atmosphérique. — P. 595.

Pour une heure de puisée constante par rapport à celle du passage de la Lune au méridien, la radioactivité croît quand la pression atmosphérique décroît. A pression constante, la radioactivité est maxima pour le passage de la Lune au méridien et minima pour le passage au méridien antipodé.

M. CHANOUZ. — Dissymétrie créée par le courant continu dans les chaînes liquides initialement symétriques formées de couples aqueux identiques, à la viscosité près. — P. 598.

La dissymétrie engendrée par le courant tient à ce que la substance visqueuse ralentit la vitesse des ions. La glycérine ralentit davantage l'anion que le cation pour HCl et NaOH; le saccharose ralentit davantage: 1° l'anion pour HCl, SO_4H_2 , NaCl, $KICuCl_2$, CdI_2 , SO_4Na_2 , SO_4Mg , NO_3NH_4 , azotate d'urane, bichromate et ferrocyanure de potassium; 2° le cation pour KCl, NO_3K , $(NO_3)_2Mn$, $(NO_3)_2Pb$.

OTTO SCHEUER. — Revision de la densité du gaz chlorhydrique. Poids atomique du Cl. — P. 599.

Masse spécifique du litre de gaz chlorhydrique normal 1^{er}, 6394 conduisant à $Cl = 35,45$.

G. URBAIN. — Analyse spectrographique des blends. — P. 602.

La méthode utilisée est celle des spectres d'arc. Un petit fragment du minéral est placé dans une cavité creusée dans le charbon positif; le spectre du fer sert de référence et le spectre des électrodes (avant d'y placer la matière) sert à éliminer les raies parasites des impuretés des charbons. Sur 64 blends, 38 donnent le spectre du germanium, 41 celui de l'indium, 59 celui du gallium, toutes celui du cadmium et du plomb, la plupart celui de l'argent et du cuivre. Enfin on peut observer aussi dans certaines la présence de l'étain, de l'antimoine, du cobalt, du bismuth, de l'arsenic, du molybdène, du fer et du manganèse.

PAUL GAUBERT. — Sur les cristaux liquides des combinaisons de la cholestérine et de l'ergostérine avec l'urée. — P. 608.

Les combinaisons de la cholestérine et de l'ergostérine avec l'urée normale et les uréines donnent une phase liquide anisotrope. En général avec les urées sulfurées, il se produit des cristaux losangiques, alors que, avec l'urée normale et d'autres uréines, on observe habituellement des sphérolites ou des gouttes liquides biréfringentes.

H. POINCARÉ. — Sur la diffraction des ondes hertziennes. — P. 621.

Théorie mathématique.

Th. TOMMASINA. — Nouveaux apports à la théorie de la lumière. — P. 627.

La pression exercée par la lumière montre qu'il faut réadmettre, avec Young, la composante longitudinale de la vibration lumineuse, et qu'il faut reconnaître que les trajectoires des vibrations transversales ne sont nullement planes, mais hélicoïdales, de telle sorte que la vibration, même dans un milieu isotrope, n'est pas exactement perpendiculaire au rayon lumineux. Il s'ensuit que la vitesse de la lumière n'est pas uniforme, non seulement dans les milieux plus ou moins dispersifs, comme les atmosphères des planètes, mais même dans l'éther [recherches de Nordmann (1)].

(1) C. R., t. CXLVII.

L. GAY. — Tensions de vapeur des mélanges liquides. Démonstration nouvelle et généralisation de la formule de Duhem-Margules. — P. 670.

Théorie mathématique, conduisant à la formule :

$$dp_0 + \frac{S_1}{s_1} dp_1 + \frac{S_n}{s_n} dp_2 + \dots = 0,$$

S_n et s_n désignant respectivement les rapports du poids du corps A_n au corps A_0 dans la phase liquide et la phase gazeuse, dp_n la variation de la tension de vapeur partielle du corps A_n .

G. ATHANASIADIS. — Influence de la température sur le phénomène de la polarisation dans la soupape électrolytique. — P. 667.

En augmentant la différence de potentiel des électrodes, l'intensité du courant de polarisation tend vers une valeur limite, fonction de la température de l'électrolyte et de la nature de cet électrolyte. La différence de potentiel qui produit un courant d'une intensité définie dans la soupape diminue en général quand la température de l'électrolyte augmente ; cela est dû à la diminution de résistance du liquide et principalement, pour l'aluminium formant cathode, à la diminution du pouvoir isolateur de la couche d'oxyde provoquant la polarisation. Enfin les phénomènes de phosphorescence de l'anode d'aluminium se manifestent mieux par augmentation de température.

G. BELLOC. — Emission de gaz par les métaux chauffés. — P. 672.

Les métaux peuvent être regardés comme des réservoirs gazeux pratiquement inépuisables, les chauffes successives permettant toutes sans exception d'en extraire des gaz occlus. Il n'est par suite pas possible de faire des expériences avec les métaux sans s'occuper du rôle des gaz occlus.

MAURICE COSTE. — Sur les transformations du sélénium. — P. 674.

A la température ordinaire, on a :

Le sélénium précipité ou vitreux rouge sous faible épaisseur ;

Le sélénium cristallisé rouge ;

Le sélénium métallique noir sous faible épaisseur.

Le sélénium métallique en poudre a pour densité 4,80.

Le sélénium métallique cristallisé en longues aiguilles a pour densité 4,82 et fond à 219° ; il est légèrement soluble dans CS², le toluène, etc. ; refroidi rapidement en solution, il donne du sélénium rouge.

La densité du sélénium rouge cristallisé par contact avec CS² est 4,455 vers 20°. Ce silicium est peu stable ; maintenu cinq heures entre 105° et 107°, ses cristaux deviennent opaques, la poussière est noire, la densité est devenue 4,76.

E. CORNEC. — Étude cryoscopique de la neutralisation de quelques acides.
P. 676.

Étude de la variation de l'abaissement du point de congélation au cours de la neutralisation d'un acide par une base. Les points anguleux des courbes permettent de constater que HCl est un mono-acide, que SO⁴H² se comporte comme un mono-acide (SO⁴NaH n'étant pas accusé dans les courbes), que les acides phosphorique et arsénique sont triacides, que l'acide phosphoreux s'est montré biacide et l'acide hypophosphoreux monoacide.

MAURICE BARRÉE. — Sur les points de transformation des alliages cuivre-aluminium par l'étude de la variation de la résistance électrique avec la température. — P. 678.

Les températures de transformations observées (vers 500 et 750°) sont assez voisines des températures indiquées par M. L. Guillet ; les courbes présentent en outre, vers 200°, un point singulier non encore signalé. Les variations sont parfaitement réversibles, sauf au voisinage des points de transformation, car la température de transformation au refroidissement est inférieure à celle de l'échauffement. Les chauffages successifs n'ont pas d'influence sensible sur les points de transformation. Enfin il faut prendre garde aux phénomènes de liquation.

V. CRÉMIEU. — Détermination nouvelle de la constante newtonienne. — P. 700.

Résultats d'une série de mesures avec l'appareil de gravitation précédemment décrit ⁽¹⁾ et perfectionné encore par l'auteur :

On obtient ainsi :

$$K = 6,674 \cdot 10^{-8} \text{ à } \frac{1}{1000} \text{ près.}$$

HILDEBRAND HILDEBRANDSSON. — Quelques remarques sur les températures d'été dans diverses parties de l'Europe. — P. 703.

La température d'été en Scandinavie et dans toute la région baltique est déterminée par la température de la mer d'Islande l'hiver précédent.

La température d'été à Barnaul est en opposition avec la température de l'hiver précédent à Thorshavn ; même opposition entre la température d'été à Lyon et la température de l'hiver précédent à Thorshavn. On a donc une idée approximative de la température de l'été prochain en Scandinavie, en France ou en Sibérie en connaissant la température à Thorshavn ou encore le nombre de jours avec le sol couvert de neige à Upsala pendant l'hiver précédent.

J. BOSLER. — Perturbations magnétiques et phénomènes solaires. — P. 722.

Théorie s'appuyant sur l'existence d'ions libres dans l'atmosphère solaire et montrant que les perturbations magnétiques peuvent s'expliquer par des déplacements rectilignes de charges électriques dans le Soleil.

A. PÉROT. — Sur un mode de protection de l'argenture des miroirs. — P. 725.

Le procédé consiste, après avoir parfaitement lavé, séché, poli le miroir, avoir enlevé les poussières, à verser à sa surface une solution de celluloïd dans l'acétate d'amyle, qui revêtira ainsi le miroir d'une couche extrêmement mince de celluloïd transparent.

(1) C. R., t. CXLI.

DARMOIS. — Sur la composition des essences de térébenthine. — P. 730.

La méthode indiquée par l'auteur, fondée sur des mesures de dispersion rotatoire, permet d'affirmer que les essences de térébenthine renferment : 1° le pinène sous ses deux formes ; 2° un carbure lévogyre en quantité massive.

DEVAUX-CHARBONNEL. — Note sur un essai de réalisation de ligne téléphonique artificielle. — P. 733.

Le calcul montre qu'une ligne téléphonique de longueur suffisante ou un appareil d'impédance Z_r est placé à chaque extrémité, se comporte aux deux extrémités comme une impédance Z et affaiblit la force électromotrice du courant suivant la loi exponentielle $\frac{1}{2} e^{at}$. Soient alors deux résistances égales R reliées entre elles, à chacune de leurs extrémités, par une impédance Z et un appareil d'impédance Z_r . La ligne artificielle sera équivalente à la ligne réelle pour une valeur de R satisfaisant à la relation :

$$e^{at} = \frac{R + \frac{Z - Z_r}{Z + Z_r}}{Z} k.$$

Si on tient compte de la fréquence, la ligne artificielle est suffisante dans le cas des lignes aériennes de fort calibre, à caractéristiques indépendantes de la fréquence ; sa réalisation permettra pour les autres lignes d'étudier quelle est celle des fréquences de la voix humaine qui a le plus d'importance. De plus, comme Z_r varie peu avec les appareils connus, le dispositif indiqué sera utile pour comparer les appareils servant à la téléphonie à grande distance.

G. BIGOURDAN. — Sur un moyen de soustraire les horloges astronomiques à l'influence des variations de la pression atmosphérique. — P. 735.

Les variations de température et de la pression atmosphérique sont les causes principales de perturbation des horloges.

Pour éliminer les premières, on met l'horloge en un lieu de tempé-

rature constante ; pour éliminer les secondes, on place l'horloge dans une enveloppe close ; malheureusement, cette enveloppe n'est pas toujours étanche et elle est ouverte au moment du remontage.

Le régulateur Bigourdan communique avec un réservoir à air comprimé d'une part, avec la boîte enveloppant le pendule d'autre part. Il comprend un anéroïde dont la tige, par plongée dans le mercure, ferme un circuit qui ouvre le robinet d'arrivée de l'air comprimé, dès que la pression devient inférieure à la pression à maintenir constante dans l'enveloppe du pendule, pression qui est un peu supérieure à la pression atmosphérique. Le circuit est rompu dès que la pression voulue est rétablie.

H. PELLAT. — Pendule composé de construction très simple dont on connaît immédiatement la longueur du pendule synchrone. Nouvelle méthode pour déterminer g . — P. 773 et 980.

Soit un corps C soutenu par deux fils souples de même longueur et disposés de telle façon que, dans la position d'équilibre, ils soient parallèles et par suite verticaux. Le plan vertical P des deux fils contient alors le centre de gravité de C . Si on écarte le corps de façon que ce centre de gravité reste dans P , puis qu'on l'abandonne sans vitesse, tous les points du corps décriront des arcs de cercle égaux, et la longueur des fils sera justement celle du pendule synchrone.

En pratique, on remplacera les fils par des rubans métalliques très minces. Pour tenir compte de la force vive de ces rubans, du moment de leur poids, de leur élasticité, de leur défaut de souplesse, de l'influence de l'air, on creusera une cavité dans le corps C , et on fera deux expériences, cavité vide et cavité pleine de mercure, puis deux expériences avec une autre longueur des rubans, comme le montre la théorie donnée par l'auteur.

L. BLOCH. — Phosphorescence et oxydation de l'arsenic. — P. 775.

Ni la phosphorescence de l'arsenic, ni sa combustion vive ne produisent d'ozone, à l'inverse de ce qui se passe pour le soufre et le phosphore. La phosphorescence de l'arsenic ne s'accompagne d'aucune ionisation ; elle est accompagnée de formation d'anhydride arsénieux et d'anhydride arsénique.

Comme l'anhydride arsénieux chauffé ne donne pas d'anhydride

arsénique, on doit conclure que, dans la combustion de l'arsenic, l'anhydride arsénique se forme directement à partir du métal et, se décomposant, donne l'anhydride arsénieux.

GEORGES CLAUDE. — Sur la récupération frigorifique des liquides volatils perdus dans diverses industries. — Dessiccation de l'air destiné à être liquéfié. — P. 780 et 915.

L'air comprimé à 4 kilogrammes, après avoir abandonné une partie de son eau dans un réfrigérant à eau, s'élève dans le faisceau tubulaire d'un simple échangeur de température, où il rencontre des températures progressivement plus basses. La condensation initiale porte surtout sur l'eau, mais fournit déjà une proportion appréciable des corps volatils, grâce auxquels le liquide n'est congelable que notablement au-dessous de 0°. Au fur et à mesure de la condensation, la proportion des corps volatils augmente dans le liquide, ainsi que l'incongelabilité et l'air arrive au sommet à — 90° presque débarrassé totalement des vapeurs. On fait alors détendre cet air avec travail extérieur et on l'envoie de haut en bas dans l'échangeur. Le graissage de la machine s'effectue de lui-même grâce aux dernières traces de vapeur (éther...) entraînées.

Le même procédé s'applique à la dessiccation de l'air destiné à être liquéfié en lui ajoutant, avant son entrée dans les échangeurs, une quantité d'alcool à peu près égale à l'eau qu'il renferme.

E. RENGADE. — Sur la forme théorique des courbes de refroidissement des mélanges binaires. — P. 782 et 990.

Théorie mathématique.

ALBERT GRUMBACH. — Sur l'électrisation de contact. — P. 846.

L'électrisation au contact d'un électrolyte et d'un corps isolant tel que le verre est influencée par la dissolution d'une substance isolante dans le liquide conducteur. Expérience avec une solution de KCl avec ou sans phénol.

VASILESCO KARPEN. — Sur la téléphonie à grande distance. — P. 848.

Dans la transmission téléphonique de la parole, la distance est limitée non pas par l'affaiblissement du courant téléphonique, mais par son altération qui rend la voix à l'arrivée inintelligible. L'auteur montre qu'il y aurait, en certains cas, avantage à appliquer à la téléphonie ordinaire les procédés de la téléphonie sans fil, c'est-à-dire à employer pour la transmission des ondes régulièrement entretenues, de fréquence unique, produites soit par l'arc chantant, soit par des alternateurs de haute fréquence. La réception se ferait comme en téléphonie sans fil.

ANDRÉ LÉAUTÉ. — Sur les effets destructifs des décharges oscillantes de grande fréquence. Théorie. — P. 849 et 1064.

La décharge d'un condensateur, quand elle traverse un fil métallique très fin, produit dans certains cas une véritable explosion de ce fil, d'autant plus forte que la self intercalée dans le circuit est plus faible. La théorie montre que cela est dû à l'accroissement simultané de l'amortissement et de l'amplitude du courant, et que la fréquence tend à produire un effet inverse.

GARGAM DE MONCETZ. — Formule de sensibilisation chromatique pour le rouge extrême et le commencement de l'infra-rouge. — P. 851.

Pour une plaque 9×12 , ajouter à 56 centimètres cubes d'eau distillée 3 centimètres cubes d'une solution de bleu d'alizarine bisulfite à $\frac{1}{500}$ et 1 centimètre cube d'ammoniaque concentrée; on obtient ainsi une liqueur vert bleuâtre à laquelle on ajoute 42 centimètres cubes d'alcool, 2 centimètres cubes de nigrosine B à $\frac{1}{500}$ et 30 gouttes de pinacyanol à $\frac{1}{1000}$.

La solution doit être employée immédiatement, et les plaques ainsi traitées (Jouglà à l'iodobromure d'argent en particulier) se conservent quelques jours.

PAUL GAUBERT. — Sur une nouvelle substance très fluorescente dérivée de la physostigmine. — P. 852.

Une solution aqueuse de physostigmine est laissée plusieurs mois jusqu'à teinte bleu foncé. L'addition d'acide phtalique hydraté lui donne alors une coloration rouge sang due à la fluorescence.

Les cristaux de ce corps sont bleu foncé ; leur solution aqueuse rayonne une telle quantité de lumière épipolique qu'une goutte assez diluée pour être presque incolore si on l'observe par transparence, montre une teinte rouge de sang, comparable à celle des plus beaux rubis, si on l'examine par réflexion avec la lumière naturelle.

W. BRONIEWSKI. — Sur les propriétés des alliages aluminium-cuivre. — P. 853.

Tableau, en fonction de la teneur en cuivre, de la conductivité à 0, du coefficient de température, de la force électromotrice de dissolution et du pouvoir thermo-électrique à 0° de l'alliage trempé ou recuit.

On trouve quatre composés définis : Al^2Cu , $AlCu$, $AlCu^3$ et Al^2Cu^3 , ce dernier non encore signalé.

La conductivité augmente en général par recuit sauf pour $AlCu^3$.

GEORGES MESLIN. — Dichroïsme magnétique des liqueurs constituées par la sidérose. — P. 855.

La liqueur formée par la sidérose et le sulfure de carbone (ou l'aniline) présente un léger dichroïsme spontané négatif, qui devient très énergique et maximum pour une valeur minime du champ magnétique convenablement orienté. Le phénomène peut être projeté en adoptant le dispositif de la polarisation en lumière parallèle et éliminant le polariseur ; on peut aussi projeter le dichroïsme spontané de la liqueur térébène-acide borique.

ABEL BUGUET. — Cryoscopie de mélanges organiques et combinaisons par addition. — P. 857.

La détermination des points de congélation des mélanges d'acé-

naphtène et de phénanthrène avec deux nitrotoluènes conduit à des courbes en W, à deux points d'eutexie (minima) et, entre eux, un maximum indiquant une combinaison molécule à molécule.

La combinaison de l'acénaphène avec le trinitrotoluène (α) fond à 109°, avec le dinitrotoluène (2.4) fond à 60°; la combinaison du phénanthrène avec le trinitrotoluène (α) fond à 84°.

On obtient des courbes en W (entectique à point de fusion minimum) avec le phénanthrène et le dinitrotoluène 2.4 ou le nitronaphtalène, avec l'acénaphène et le paranitrotoluène, avec la naphtaline et le paranitrotoluène, la nitronaphtaline (α), l'acénaphène, le salol, thymol, etc.

LOUIS LAPICQUE. — Théorie de l'excitation électrique, précisée par l'étude de la diffusion au moyen d'un modèle hydraulique. — P. 871.

La cause prochaine de l'excitation réside dans la polarisation qui s'établit au point où le conducteur électrolytique constitué par les électrodes et le tissu se trouve cloisonné par une membrane cellulaire (théorie de Nernst).

La cause quantitative, d'après les expériences de l'auteur, est mesurée, par le rapport des concentrations, d'une part à l'origine de polarisation, d'autre part en un lieu séparé de cette origine par une distance déterminée.

AUDOUIN. — Observations faites au cours de la mission Tilho. — P. 878.

Valeur absolue, au 1^{er} janvier 1908, des éléments magnétiques dans certains pays du Dahomey, dans la région du Niger à Zinder et de Zinder au lac Tchad.

LECOQ DE BOISBAUDRAN. — Sur les spectres de bandes du baryum et de l'aluminium. — P. 899.

Remarques sur ces spectres, dont les bandes sont réellement dues aux métaux et qui résultent des perturbations de vibrations plus simples qui dominent aux hautes températures.

B. SZILARD. — Sur un appareil destiné aux mesures radioactives. — P. 912.

Il est constitué par une aiguille d'acier très mobile encadrée par un ruban métallique relié électriquement avec elle. Quand on charge ce système, l'aiguille dévie. Le tout est placé symétriquement dans une cage cylindrique qui sert de chambre d'ionisation ; cette cage est garnie sur son fond d'une plaque épaisse et sur son dessus d'une bague homogène et uniforme, les deux en fer doux, ce qui assure une certaine constance aux propriétés magnétiques de l'appareil.

E. CAUDRELIER. — Du rôle de la capacité des électrodes dans la décharge des inducteurs. Influence du condensateur primaire et de la longueur de l'étincelle. — P. 919 et 1117.

Théorie mathématique faisant jouer aux électrodes le rôle d'un condensateur percé qui pourrait tout à la fois accumuler des masses d'électricité sur ses armatures et livrer partiellement passage au courant ; on explique ainsi : 1° que, dans le cas de courtes étincelles, l'écartement des traits lumineux reste sensiblement constant, lorsqu'on modifie la capacité primaire ; 2° que la distance de ces traits lumineux varie d'une façon très appréciable, quand il s'agit de longues étincelles.

JEAN MEUNIER. — Sur les conditions nécessaires pour que le platine se maintienne incandescent dans l'intérieur du bec Bunsen. — P. 924.

Ce n'est pas le platine qui provoque l'incandescence et la combustion convergente, mais ce métal sert de support aux substances salines qui jouissent de cette propriété.

MARAGE. — Étude des vibrations laryngiennes. — P. 936.

Expériences montrant que le larynx tout entier, épiglotte comprise, change de forme à chaque note, que les cordes vocales n'agissent pas du tout comme des anches membraneuses en caoutchouc.

A. WITZ. — Les récupérations de décharge dans les moteurs à combustion interne.
P. 961.

Les gaz chauds de la décharge d'un moteur alimenté de gaz pauvre, par aspiration, peuvent être refoulés directement du cylindre à la cuve du gazogène. Passant sur une colonne de coke incandescent, l'acide carbonique et la vapeur d'eau redonneront de l'oxyde de carbone et de l'hydrogène, les calories nécessaires à ces transformations étant fournies par les gaz chauds venus directement du moteur.

H. MERCZYNG. — Études sur les ondes électromagnétiques très courtes. — P. 981.

Les études faites sur les alcools éthylique et amylique, l'aniline, l'acide acétique et l'éther montrent que la relation de Maxwell $K = n^2$ (le carré de l'indice est égal au pouvoir inducteur spécifique) n'est pas vérifiée.

E. VAN AUBEL. — Sur la production d'ozone
sous l'influence de la lumière ultra-violette. — P. 983.

Expériences montrant nettement la production d'ozone, production discutée par divers expérimentateurs.

LAURENT RAYBAUD. — Sur la nocivité du rayonnement solaire. — P. 985.

L'action nocive des radiations lumineuses et ultra-violettes commence d'une façon brusque à la raie 3030 et se continue jusque vers l'extrême limite du spectre. A la surface de la terre, ces radiations provenant du soleil sont presque totalement absorbées, mais peuvent donner naissance aux accidents des grandes altitudes.

GEORGES MESLIN. — Dichroïsme magnétique et orientation des cristaux
de sidérose dans le champ. — P. 986.

La propriété des liqueurs mixtes de transformer la lumière naturelle en lumière en partie polarisée, provient d'une inégale modifica-

tion des composantes de la vibration, par suite de la structure striée que la liqueur prend à cause de l'orientation des particules anisotropes sous l'action du champ. Cette structure vient d'être observée par l'auteur sur les particules de sidérose en suspension dans CS². On voit les particules se soulever et se tenir en équilibre de façon que l'axe ternaire tende à s'orienter suivant la direction du champ.

PAUL SACERDOTE. — Changements de coloration du diamant sous l'action de divers agents physiques. — P. 993.

L'action des rayons X ne modifie pas sensiblement la couleur du diamant ; l'action des rayons cathodiques est de faire passer la teinte initiale (blanche ou jaune pâle) progressivement à une teinte couleur « vin de Madère », et cette teinte semble se conserver, sauf si on chauffe à 300-400°, auquel cas le diamant reprend sa teinte initiale.

ANDRÉ MEYÈRE. — Sur l'influence du radium, des rayons X et des rayons cathodiques sur diverses pierres précieuses. — P. 994.

Sous l'influence du radium, des rayons X et des rayons cathodiques, les corindons et les diamants ne se colorent qu'en jaune plus ou moins foncé.

PAUL GAUBERT. — Sur le polychroïsme des cristaux colorés artificiellement. P. 1004.

O. Lehmann a émis l'idée qu'il semble y avoir une relation entre l'intensité du polychroïsme et la biréfringence du cristal coloré. L'auteur montre qu'il en est ainsi pour les cristaux où la matière colorante se trouve dans le cristal sous le même état que dans la solution. Pour les cristaux peu biréfringents et très polychroïques (certaines apatites), la matière colorante doit se trouver dans le cristal à l'état de particule cristalline.

J. CARPENTIER. — Baromètre isotherme du marquis de Montrichard. — P. 1028.

Un flacon plein d'air fermé par un tube de petit diamètre avec index à liquide coloré formera un baromètre, si on arrive à le soustraire

à toute communication calorifique avec l'extérieur. Pour cela on utilisera des flacons à vide de Dewar. Comme leur imperméabilité à la chaleur n'est pas absolue, on dépose, à l'intérieur du récipient Dewar, quelques grammes de glace fondante, qui maintiennent à zéro la masse d'air pendant des journées entières.

De même si le réservoir d'air du baromètre est une ampoule indépendante introduite dans la cavité du récipient Dewar, la glace fondante pourra être renouvelée à volonté et la température toujours maintenue à zéro.

HECTOR PÉCHEUX. — Propriétés électriques des aciers. — P. 1062.

La résistivité à 0° de l'acier très doux est très voisine de celle de l'acier demi-dur, mais le principal coefficient a de température $\rho_t = \rho_0 (1 + at + bt^2)$ est plus faible dans ce dernier qui est un véritable alliage, le premier étant un simple mélange de ferrite et de graphite. Le silicium accroît dans tous la résistivité à 0° et diminue a .

Pour la thermo-électricité, on constate que :

1° La température du point neutre est en général d'autant plus basse que la proportion de carbone est plus grande ;

2° La présence du silicium relève sensiblement cette température dans les aciers doux ;

3° La température d'inversion est toujours supérieure au double de la température du point neutre ;

4° Le point neutre a lieu à une température inférieure à celle que fournit le fer pur, l'écart augmentant avec la teneur en C.

C.-E. GUYE et V. FREEDERICKSZ. — Sur le frottement intérieur des solides aux basses températures. — P. 1066.

Étude par l'amortissement des oscillations de torsion. L'argent, l'aluminium et le fer ont un coefficient d'amortissement C qui diminue fortement avec la température ; pour l'or et le magnésium, C diminue jusqu'à 80° pour se relever à — 196°.

Pour tous les corps étudiés, la variation de C avec l'amplitude est linéaire ou nulle.

Tous les modules d'élasticité des métaux augmentent quand la température s'abaisse ; l'inverse a lieu pour le quartz.

G.-D. HINRICHS. — Calcul des poids atomiques; solution de l'équation de condition. — P. 1074.

Théorie. — Application à $\frac{\text{AgCl}}{\text{Ag}}$.

E. BLOCH. — Sur l'effet photo-électrique de Hertz. — P. 1110.

Comparaison des pouvoirs photo-électriques des métaux pour des radiations ultra-violettes de longueur d'onde bien définie. Pour un métal et une raie donnés, l'effet dépend beaucoup du degré de poli de la surface et l'effet optimum n'est pas obtenu forcément pour le meilleur poli. Si, après polissage, on étudie la variation de l'effet en fonction du temps, on constate ou une fatigue progressive, ou un accroissement spontané suivi ultérieurement d'une fatigue. — L'effet des diverses raies est sélectif et les variations de l'effet en fonction du temps ou du poli pour un métal donné sont différentes pour les diverses raies, de sorte que la raie la plus active sur un métal donné n'est pas toujours la même. Aussi l'ordre de deux métaux dans la liste des pouvoirs photoélectriques peut-il s'inverser en passant d'une longueur d'onde à l'autre.

G.-A. HEMSALECH et C. de WATTEVILLE. — Sur le spectre de raies du calcium donné par le chalumeau oxyacétylénique. — P. 1112.

Tableau des raies observées dans le spectre que l'on produit en faisant passer d'abord l'oxygène dans le ballon où éclate l'étincelle entre deux morceaux de calcium métallique avant de se mêler, sous pression, à l'acétylène. La flamme présente un cône bleu très brillant qui donne, outre les bandes du Bunsen, une série de bandes supplémentaires. Les raies du calcium semblent ne pas exister toutes à la base de la flamme et ne prendre naissance qu'à une certaine distance au-dessus de l'orifice du brûleur; elles deviennent très intenses au-dessus du cône bleu; leur nombre augmente avec la température.

A. LAFAY. — Dispositif destiné à l'évaluation de très faibles différences de pression.
P. 1115.

L'auteur utilise des pellicules rendues conductrices par un dépôt d'argent qui s'obtient en étendant, sur une glace argentée, une dissolution de collodion. Après dessiccation, en cherchant à enlever la pellicule, l'argent y reste adhérent et abandonne le verre. Cette lame forme l'une des armatures d'un électromètre plan ; l'intervalle des deux armatures est rendue étanche par de l'ébonite, et on y exerce l'excès de pression qu'on contrebalance électrostatiquement. Pour estimer les déformations et tarer l'appareil, on utilise un dispositif interférentiel.

L. DUNOYER. — Sur la variation de la conductibilité du verre avec la température.
P. 1120.

Étude de la conductibilité sous l'action de champs électriques très faibles. La loi d'Ohm s'applique au verre qu'il y a lieu de considérer comme ayant une conductibilité électrique bien définie. Cette conductibilité reste extrêmement faible jusque 150°, puis augmente rapidement entre 180 et 220°.

L. BRUNINGHAUS. — Sur une relation entre l'absorption et la phosphorescence.
Sur la loi de l'optimum. — P. 1124 et 1175.

Les résultats expérimentaux fournis par l'auteur montrent que, pour les terres rares, les régions moyennes d'émission sont généralement peu éloignées des régions moyennes d'absorption ; il n'y a pas coïncidence, mais généralement alternance entre les groupes de bandes d'absorption et les groupes de bandes de phosphorescence. Mêmes résultats pour les éléments usuels. Tout se passe comme si l'émission de lumière par phosphorescence était localisée dans les couches internes de la matière, les molécules phosphorogènes des couches superficielles n'agissant qu'en vertu de leur pouvoir absorbant. Il en résulte qu'à un accroissement de la concentration du phosphorogène, correspond un accroissement du nombre des molécules émissives et une absorption plus grande ; l'intensité de la lumière émise dépendra de celui des deux facteurs qui l'emporte.

Les constantes d'absorption n'étant pas les mêmes pour les radiations, l'optimum sera atteint pour chacune pour une valeur différente de la concentration.

CHARLES MOUREU et A. LEPAPE. — Sur les gaz des sources thermales ; présence du crypton et du xénon. — P. 1171.

Par la séparation fractionnée des gaz rares par le charbon et l'examen spectral au tube de Plucker, les auteurs ont caractérisé le crypton et le xénon dans vingt-six sources. Comme aucune exception n'a été rencontrée, la présence de ces éléments, comme celle de l'argon, de l'hélium et du néon, est donc générale dans les gaz des sources thermales.

L. LECORNU. — Sur le volant des moteurs d'aviation. — P. 1359.

Le calcul montre que le moment d'inertie du volant A :

$$A = \frac{4kad^3}{p} \sqrt{\frac{R^2r^2}{m^2} - 1},$$

k désignant le coefficient de résistance de l'air, d le diamètre de l'hélice, a une constante de l'appareil, m et R des constantes du moteur, r le coefficient de régularité, c'est-à-dire le rapport entre la vitesse moyenne et la variation totale de vitesse, enfin p désignant le nombre de cylindres à quatre temps du moteur. — L'emploi d'une grande hélice serait avantageux au point de vue du rendement ; mais on doit, au contraire, chercher à l'alléger sous peine d'imposer à l'arbre des efforts de tension capables de le rompre ; pour réduire les chances de rupture au minimum, on disposera le volant et l'hélice de part et d'autre du vilebrequin.

E. JOUGUET. — Sur la vitesse des ondes de choc et de combustion. — P. 1361.

Théorie mathématique montrant que le postulat, « la vitesse d'une onde de choc et de combustion est toujours plus grande que la vitesse du son dans le milieu qui la précède et plus petite que cette vitesse dans le milieu qui la suit » est équivalent au suivant. « L'état

initial (ou l'état final) étant donné, la variation d'entropie est d'autant plus grande que la variation de pression est plus grande. »

JEAN BECQUEREL. — Influence d'un champ magnétique sur l'amortissement des vibrations lumineuses. — P. 1364.

M. Dufour a émis, pour expliquer les dissymétries d'intensités, l'hypothèse d'une action du champ magnétique sur l'amortissement. L'auteur a observé des effets semblables sur les clichés donnés à Leyde par les bandes $537\mu\mu$ du xénotime et $399\mu\mu,6$ de la tyrosite aux températures de l'hydrogène solide et liquide. Mais ces dissymétries observées doivent être dues, en partie, à la variation de l'amortissement et en partie aussi à des variations de stabilité des trajectoires des électrons, variations qui résultent des changements de période imposés par le champ magnétique.

V. BOURNAT. — Absorption d'ions. — P. 1366.

La tension superficielle d'électrolytes suffisamment étendus pour que la dissociation y soit très grande est supérieure à celle de l'eau pour les électrolytes à deux ions monovalents, inférieure pour les acides HCl, HBr, NO^3H . L'abaissement anormal donné par les ions H^+ peut s'expliquer par accumulation d'ions H^+ à la limite de séparation de l'air et de la solution.

Si l'on compare les solutions équimoléculaires (inférieures à $\frac{1}{10}$ normale), les courbes obtenues en portant en abscisses les poids moléculaires et en ordonnées les variations de tension superficielle sont une droite pour les ions monovalents et une droite, parallèle à la précédente et au-dessous, pour les acides. Si on admet que la différence des ordonnées est due à l'absorption des ions H^+ dans la couche superficielle, on a $\gamma_{\text{H}} = 0,35$ C. G. S., γ_{H} désignant l'abaissement dû aux ions H^+ . Mêmes phénomènes pour les bases qui abaissent la tension superficielle $\gamma_{\text{OH}} = 0,25$ C. G. S.

L. HOULLEVIGUE. — Préparation de lames minces par volatilisation dans le vide. P. 1368.

L'auteur produit des pellicules minces, analogues à celles qu'il obtient par ionoplastie, en volatilisant dans le vide, par un courant, un fil de Pt, Or, Ag, Fe, Cu, Cd, Zn, Sn (sur âme en fil de fer). — Les résultats sont négatifs avec le mercure. Ces pellicules présentent le poli spéculaire et, quand elles sont assez minces, la transparence; mais leur solidité et leur pouvoir réflecteur sont plus petits que pour les dépôts ionoplastiques.

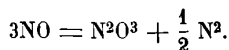
L'argent montre, par transparence, une teinte violacée qui vire au rouge pour les fortes épaisseurs. L'or volatilisé est presque incolore par réflexion et présente, par transparence, des couleurs variables du rose au violet, changements qui tiennent à la formation de particules de dimensions différentes suivant la température.

G.-A. HEMSALECH et C. DE WATTEVILLE. — Sur les régions jaune, orangé et rouge du spectre de flamme à haute température du calcium. — P. 1369.

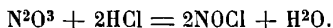
Comparaison du spectre de flamme oxyacétylénique avec celui obtenu par King ⁽¹⁾ dans son four électrique. Le caractère des deux spectres est le même, à l'exception d'une raie; ce sont par suite les facteurs thermiques qui doivent être en jeu; en particulier, la production des raies rouges demande une température assez élevée. Quant à la raie rouge $\lambda 6708$ de King, les auteurs pensent qu'elle est due au lithium, et non au calcium.

E. BRINER et A. WROCZYNSKI. — Réactions chimiques dans les gaz soumis aux pressions très élevées; décomposition de l'oxyde d'azote, formation du chlorure de nitrosyle. — P. 1372.

Sous l'effet de la pression, le gaz NO se décompose :



Cette décomposition permet d'expliquer alors la formation de NOCl par NO et HCl; il se forme d'abord N_2O^3 qui réagit sur HCl :



⁽¹⁾ *Astrophys. Journal*, t. XXIX, p. 190.

EM. VIGOUROUX. — Sur les alliages de nickel et de cuivre. — P. 1378.

L'étude chimique des alliages nickel cuivre et surtout celle de leurs forces électromotrices ne permettent pas de conclure à l'existence de composés définis.

HENRYK ARCTOWSKI. — Sur la dynamique des variations climatériques. — P. 1417.

Dressant les cartes représentant la disposition géographique des écarts des moyennes de chaque année par rapport à la moyenne des dix années 1891 à 1900, l'auteur appelle thermopléions les aires occupées par des écarts positifs, antipléions celles des écarts négatifs. Les pléions se maintiennent plusieurs années, puis se déplacent, et tout se passe comme s'il s'agissait d'interférences d'immenses ondes de surplus ou de déficit de chaleur. Ni les Alpes, ni le Caucase, ni les montagnes Rocheuses ne forment de barrières naturelles aux déplacements des pléions.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. IX; année 1908 (janvier-mars).

C. RUNGE. — Ueber die Spektren der Alkalien
(Sur le spectre des alcalins). — P. 1.

En comptant la nouvelle série de raies découvertes par Bergmann le spectre infra-rouge des métaux alcalins se compose de quatre série, réparties en deux groupes symétriques par rapport à un plan.

LORD KELVIN. — Ueber Ätherbewegungen, hervorgerufen durch Kollision von Atomen oder Molekülen mit oder ohne Elektronen (Sur les mouvements de l'éther, causés par le choc des atomes ou des molécules avec ou sans électrons). — P. 2.

Résumé d'une communication faite à l'Association britannique, sur les hypothèses faites à propos de la constitution de l'éther.

M. KOFLER. — Bestimmung des Absorptions Koeffizienten von Radiumemanation in Lösungen und Gemischen (Détermination du coefficient d'absorption de l'émanation du radium par les solutions et les mélanges). — P. 6.

Des mesures faites sur des solutions aqueuses de sels minéraux et sur des mélanges homogènes de liquides organiques montrant que le coefficient d'absorption diminue quand la concentration augmente, mais qu'il est le même pour des concentrations moléculaires égales.

F. SODDY. — Die Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum (La cathode du wehnelt dans les vides très avancés). — P. 8.

Dans un vide très avancé, obtenu en absorbant les gaz par Ca à sa température de vaporisation, la cathode n'agit plus.

R. GANS. — Paramagnetismus und Diamagnetismus (Paramagnétisme et diamagnétisme). — P. 10.

L'auteur montre par le calcul, puis par l'expérience, que la direction que prend un petit bâton dans un champ magnétique dépend de la forme du champ.

Dans le cas de la *fig. 1* un bâton paramagnétique est parallèle au champ, un bâton diamagnétique est perpendiculaire.

Dans le cas de la *fig. 2*, c'est l'inverse qui a lieu.

Le moment de rotation est négligeable. Le corps paramagnétique se place de façon à absorber le plus de lignes de force, l'autre le moins.

K.-E.-F. SCHMIDT. — Ueber Messung der Dämpfung in elektrischen Schwingungskreisen (Sur la mesure de l'amortissement dans les circuits des oscillations électriques). — P. 13.

La solution rigoureuse du problème de l'amortissement conduit à des courbes dissymétriques. On peut en déduire un tableau des décroissements qui donne facilement les décroissements logarithmiques; dans les meilleures courbes, leurs valeurs subissent des écarts allant jusqu'à 2 0/0.

A. MICHELSON. — Ein neues Aktinometer (Un nouvel actinomètre). — P. 18.

C'est un actinomètre relatif donnant de suite par simple lecture l'énergie reçue. Il se compose d'une double lamelle de cuivre et platine noircis, ayant chacune une épaisseur d'environ 3 de millimètre. L'une des faces est exposée au rayonnement solaire et le rayonnement de l'autre fait dévier une aiguille d'aluminium.

A.-W. PORTER. — Der osmotische Druck kompressibler Lösungen von behebiger Konzentration (La pression osmotique des solutions compressibles de concentration quelconque). — P. 24.

L'auteur donne l'équation exacte reliant la pression osmotique et la tension de vapeur d'une solution dont la compressibilité et la pression hydrostatique sont quelconques ainsi que les équations qui relient la pression osmotique et la tension de vapeur à la pression hydrostatique.

Quand, à travers une membrane semi-perméable, une solution est en équilibre avec le dissolvant pur, les deux tensions de vapeur sont égales. Quand deux solutions à la même pression hydrostatique sont isotoniques au point de vue des tensions de vapeur, elles le sont aussi au point de vue des pressions osmotiques et elles ont le même point de congélation.

W. GUERTLER. — Bemerkungen zu dem Gesetz von Matthiessen betr. den Temperatur Koeffizienten der elektrischen Leitfähigkeit von Metalllegierungen (Remarques sur la loi de Matthiessen relative au coefficient de température de la conductibilité électrique des alliages métalliques). — P. 29.

La loi de Barus n'est pas en contradiction avec celle de Mathiessen, mais n'en est qu'un cas particulier relatif aux faibles concentrations. Ces lois ne sont d'ailleurs valables que dans le cas où les deux métaux peuvent donner des cristaux mixtes et pour le domaine des concentrations où ces cristaux mixtes se forment.

M. WIEN. — Ueber eine Methode zur Erzeugung schwach gedämpften elektrischer Schwingungen (Sur une méthode de production d'oscillations électriques faiblement amorties). — P. 49.

En se servant de deux circuits couplés on peut transformer, sans

grande perte d'énergie, des oscillations très amorties en oscillations faiblement amorties dont le décrément soit inférieur à 0,006 (communication préliminaire).

J. ZENNECK. — Ueber die Wirkungsweise der Empfänger für gerichtete Telegraphie (Sur le mode d'actions des récepteurs dans la télégraphie dirigée). — P. 50.

La forme donnée aux antennes réceptrices présente l'avantage d'utiliser les deux portions d'énergie correspondant aux composantes, horizontale et verticale du champ émis; le rapport $\frac{AB}{AC}$ dépend du rapport de ces composantes et par suite de la constitution du sol.

ED. SARRAZIN et TH. TOMMASINA. — Ueber die Spaltung der Entaktivierungskurve der induzierten Radioaktivität (Sur la bifurcation de la courbe représentant la perte de la radioactivité induite). — P. 53.

Cette courbe est unique pour un corps quelconque non chargé, et pour un conducteur chargé non recouvert d'isolant; mais elle présente une bifurcation pour un conducteur chargé recouvert d'isolant. S'il est chargé négativement, on a au début une courbe double, la branche inférieure correspondant à l'émission positive. S'il est chargé négativement, les deux courbes présentent une autre forme.

On obtient de suite le dédoublement de la courbe en intercalant entre le conducteur et l'appareil de mesure un réseau de fils métalliques, et la courbe positive est en dessus; en intercalant un autre réseau, on modifie la position des courbes.

Ces résultats montrent que la décharge de l'électroscope serait due plutôt à une action directe des rayons secondaires qu'à l'ionisation de l'air.

W. COBLENTZ. — Ultrarote Emissionsspektren
(Les spectres d'émission infra-rouge). — P. 60.

Les arcs obtenus entre des électrodes de Ni, Al, Cu et même Ca ne donnent pas de raies dans l'infra-rouge comme en donnent les alcalins. L'arc au charbon présente, vers $4\mu,5$, une bande étroite pour

une intensité de courant de 4 ampères; mais elle disparaît quand l'intensité croît.

W. COBLENTZ. — Strahlung bei Zimmertemperatur
(Le rayonnement aux températures ordinaires). — P. 64.

A 21° le maximum est obtenu pour $\lambda = 9^{\mu},6$, et il donne pour la constante de la loi du déplacement une valeur différant de 3 0/0 de la valeur moyenne 2 930.

A. WIGAND. — Zum Gesetze von Dulong et Petit
(Sur la loi de Dulong et Petit). — P. 66.

Discussion de priorité.

E. MEYER. — Untersuchungen über Härteprüfung und Härte
(Recherches sur la dureté et sa mesure). — P. 66.

Les trois principales méthodes employées pour la mesure de la dureté: méthodes de la sphère chargée, des deux cylindres, de la rayure au diamant, ne donnent pas des nombres concordants pour la valeur de la dureté, et le classement des corps d'après leur dureté dépend de la méthode de mesure. La dureté ne peut être définie complètement par un seul nombre.

J.-E. PETAVEL. — Ueber den Entwurf einer Maschine für sehr hohe Drucke
(Plan d'une machine pour les très hautes pressions). — P. 74.

Cette machine peut servir de presse hydraulique ou de compression à gaz, et elle permet d'obtenir et de maintenir des pressions allant jusqu'à 3 150 kilogrammes par centimètre carré.

H. SCHLUNDT et B. MOORE. — Ein anomales Verhalten in der Radioaktivität einiger Uranverbindungen (Une anomalie dans la radioactivité de quelques composés de l'uranium). — P. 81.

Les carbonate, nitrate et acétate doubles d'uranyle et d'ammonium diminuent de poids lentement à froid, rapidement en chauffant, par

perte de CO^2 , H^2O et AzH^3 en même temps que leur activité augmente; son accroissement est d'abord proportionnel à la perte de poids, puis elle devient constante et le résidu final est l'oxyde $\text{U}^3 \text{O}^8$.

J. STARK. — Zur Energetik und Chemie der Bandenspektren
(Sur l'énergétique et la chimie des spectres de bandes). — P. 85.

La nature des spectres de bandes peut s'expliquer de la façon suivante par la constitution de l'atome et de la molécule. Elle est formée par un ou plusieurs centres positifs constitués par des électrons disposés en cercle; leur action électrique extérieure est annulée par d'autres électrons dont le nombre caractérise la valence de l'atome. Ces électrons-valences sont de trois sortes: 1° toutes les lignes de force qui en partent peuvent aboutir au centre positif, il est dit non saturé; 2° deux centres positifs voisins peuvent se partager les lignes de force issues de deux électrons, qui sont alors dits saturés; 3° l'électron peut être partiellement séparé de son centre positif par la force répulsive provenant d'autres électrons voisins, il est dit délié.

Ecartés de leurs positions d'équilibre, ces électrons acquièrent de l'énergie potentielle; elle se transforme en énergie de rayonnement quand ils reprennent leur position, et la plus petite longueur d'onde émise peut se calculer par la loi de Planck. Attiré vers sa position d'équilibre, l'électron décrira pour y arriver une courbe; les variations d'énergie potentielle sont maxima à la périhélie et à l'aphélie, de sorte que l'électron émet une bande composée en réalité de deux, estompées l'une vers le rouge, l'autre vers le violet. Pour les électrons non saturés, la plus petite longueur d'onde émise avec les métalloïdes est $0^{\mu},06$; on n'observe que les bandes estompées vers le violet; avec les métaux on observe les deux espèces.

CO donne le type des électrons saturés; la plus petite valeur de λ calculée est $1^{\mu},93$; les limites des bandes observées sont $2^{\mu},6$; $4^{\mu},3$; $12^{\mu},5$. Les bandes dues à ces électrons ont des λ toujours supérieurs à $0^{\mu},7$. L'énergie potentielle des électrons déliés étant plus faible, la limite des bandes est déplacée vers les petites valeurs de λ au-dessous de $0^{\mu},7$. C'est le cas de C^6H^6 et de tous les dérivés du noyau benzénique; des quatre valences de l'atome de carbone trois sont saturées, l'autre déliée. Dans les dérivés quinoniques, l'une des valences de

l'oxygène est aussi déliée. Cette hypothèse explique aussi que l'effet Zeemann soit nul pour les spectres de bandes.

J. BECQUEREL. — Einfluss von Temperaturänderungen auf die anomale Dispersion in Kristallen (Influence des variations de température sur la dispersion anomale des cristaux). — P. 94.

La mesure de la variation de l'indice de réfraction de quelques bandes de la synosite conduit aux résultats suivants :

1° Cette variation devient beaucoup plus grande en abaissant la température à -188° ;

2° Interprétés au point de vue de la théorie de la dispersion, les résultats montrent que le pouvoir diélectrique varie avec la température. Il varie du simple au double ou au triple en passant à la température de l'air liquide ;

3° A cette température, de nouvelles bandes apparaissent et l'intensité de la plupart des autres augmente beaucoup ; il y a augmentation du nombre d'électrons en vibration ;

4° Le déplacement des bandes dans un champ magnétique permet d'avoir pour chacune la charge et la masse des électrons par unité de volume et en admettant que leur charge est la même que celle d'un ion gazeux, on trouve que, par centimètre cube, il y en a 10^{14} à 10^{15} ; une faible partie seulement est en vibration et prend part à l'absorption ;

5° La variation du nombre des électrons avec la température est en relation avec la variation de la conductibilité électrique.

C.-W. LUTZ. — Ueber ein Saitenelektrometer
(Un électromètre à suspension filaire). — P. 100.

Construit sur le même principe que les galvanomètres récents, il est destiné spécialement aux mesures radioactives et à l'électricité atmosphérique. Il présente les avantages d'avoir une sensibilité à peu près constante dans un grand domaine de mesures et une faible capacité. Il est facilement transportable et son installation est rapide.

GRAU et RUSG. — Ueber die Potentialdifferenz des Gleichstromlichtbogen-zwischen Metallektroden (Différence de potentiel entre les électrodes métalliques de l'arc à courant continu). — P. 107.

Les mesures effectuées entre des électrodes refroidies en cuivre et pour des longueurs d'arc allant jusqu'à 4 centimètres confirment la formule d'Ayrton.

GRIMSEHL. — Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt
(Un effet stéréoscopique singulier). — P. 109.

En regardant, à travers une loupe de 9 centimètres de diamètre, l'empreinte laissée sur du papier par une pièce de dix pfennigs, elle paraît en avant du papier, celle d'une pièce de 5 pfennigs paraît en arrière.

RIES. — Phosphor und Paraffinflamme im elektrischen Feld
(Flammes du phosphore et de la paraffine dans un champ électrique). — P. 110.

Ces flammes, naturellement électrisées, s'inclinent dans la direction du champ, cette action cesse quand on les met au sol.

SCHMIDT. — Ueber den Zerfall von Radium B und C bei hohen Temperatur
(La destruction du radium B et C aux températures élevées). — P. 113.

Jusqu'à 1300°, le phénomène reste le même qu'aux températures ordinaires et la constante de temps garde la même valeur; rien n'est changé au rayonnement.

STRONG. — Die durchdringungskräftige Strahlung
(Le rayonnement pénétrant). — P. 117.

Une grande partie de l'ionisation produite dans les vases fermés par suite du rayonnement pénétrant de l'extérieur, est due à des rayons γ provenant non pas des produits radioactifs du sol, mais de ceux de l'air; elle varie beaucoup avec les conditions atmosphériques.

JENTZSCH. — Die Radioaktivität der Kissinger Heilquellen
(La radioactivité des eaux médicinales de Kissing). — P. 120.

VOIGT. — Bemerkungen zu neueren magneto-optischen Beobachtungen
(Remarques sur les observations magnéto-optiques récentes). — P. 120.

1° Les phénomènes de double réfraction magnétique découverts pour les liquides de la série aromatique peuvent s'expliquer aux deux points de vue qualitatif et quantitatif par la théorie de Voigt, dans un domaine spectral où l'absorption est très faible;

2° La même théorie prévoit deux dissymétries d'un triplet, la raie déplacée vers le rouge moins éloignée de la raie médiane que celle qui est déplacée vers le violet, mais étant plus intense, et la différence des deux distances est indépendante du champ magnétique, ce que l'expérience confirme.

WOOD. — Ueber das Vorhandensein positiver Elektronen im Natriumatom
(Existence d'électrons positifs dans l'atome de sodium). — P. 124.

De la lumière blanche polarisée rectilignement et traversant une flamme de sodium placée dans un champ magnétique subit une rotation du plan de polarisation qui donne, après deux nicols croisés, un spectre sélectif, formé de bandes étroites. On le prend comme source lumineuse, et cette lumière traverse une seconde flamme de sodium placée dans un champ magnétique. La détermination du sens de la rotation des lignes du spectre, faite au moyen d'un prisme de Fresnel très mince, montre que certaines sont dues à l'émission par des électrons positifs.

HOUSTOUN. — Ein neues Spektralphotometer vom Hüfner Typus
(Un nouveau spectrophotomètre du type Hüfner). — P. 127.

Au moyen d'un seul prisme de forme et de nature calculées, on obtient la division du champ lumineux en deux parties, correspondant l'une à la source étudiée, l'autre à la source type en plaçant une arête de ce prisme devant la fente du spectroscopie; les deux spectres sont polarisés rectilignement dans des directions rectangulaires.

KALANDEK. — Ueber die Lichtabsorption in Anilinfarbelösungen vom Gesichtspunkte der optischen Resonanz (L'absorption lumineuse par les solutions des couleurs d'aniline, au point de vue de la résonance optique). — P. 128.

En étendant à la lumière la théorie de la résonance électromagnétique, on en conclurait que les dissolutions des mêmes couleurs dans différents dissolvants doivent avoir des bandes d'absorption d'autant plus déplacées vers le rouge que l'indice du dissolvant est plus grand, le rapport des déplacements étant égal au rapport des indices. L'expérience ne vérifie la loi que qualitativement. En tenant compte en outre de l'épaisseur et de la concentration de la couche absorbante, c'est-à-dire de l'influence mutuelle de ces résonateurs d'après la loi de Thomson, on trouve que : 1° quand la concentration augmente, une bande d'absorption s'étend davantage vers le violet que vers le rouge; 2° cet effet est plus grand que celui que donne l'augmentation d'épaisseur correspondante. La coralline fait exception.

WEHNELT. — Ueber die Wehnelt-Kathode im hochgradigem Vakuum (La cathode Wehnelt dans un vide avancé). — P. 134.

Rectification d'une fausse interprétation donnée à un précédent article de l'auteur sur le même sujet.

RENDAHL. — Ueber die Verwendung kontinuierlicher elektromagnetischer Schwingungen bei Dämpfungsmessungen (L'emploi des oscillations électromagnétiques continues dans les mesures d'amortissement). — P. 135.

L'emploi de cette méthode, basée sur les phénomènes de résonance ne paraît pas, contrairement à des opinions récentes, donner de meilleurs résultats que l'emploi de l'ancienne méthode dans laquelle le circuit étudié est excité par un circuit à étincelle relativement très amortie.

KARMAN. — Die Knickfestigkeit gerader Stäbe (Résistance à la courbure des tiges rectilignes). — P. 136.

La question est résolue par le calcul pour les tiges cylindriques longues, dans les limites de l'élasticité des déformations. Pour les tiges où le rapport de la longueur au diamètre est faible, 3 ou 4, il

résulte d'un grand nombre d'expériences que : 1° pour de faibles courbures, les allongements des différentes fibres correspondent aux mêmes tensions que dans le cas où il y a simplement traction ; 2° ces allongements se calculent facilement en admettant que les sections planes restent planes.

LOHMANN. — Der Zeeman Effekt der Heliumlinien
(L'effet Zeeman pour les lignes de l'hélium). — P. 143.

Toutes les lignes donnent naissance à un triplet ; l'écart des composantes extrêmes, avec la ligne centrale mesurée par $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}$ se montre le même pour toutes les raies, et il est proportionnel à l'intensité du champ magnétique ; la constitution de l'atome d'hélium apparaît donc comme la plus simple. Il n'y a un léger écart que pour la raie jaune de l'hélium, mais il s'explique par sa constitution : la raie principale donne lieu au triplet, mais chacune des deux raies satellites donne deux triplets polarisés dans des directions rectangulaires.

WOOD. — Anomale magnetische Rotationsdispersion des Néodyms
(La dispersion rotatoire magnétique anormale du néodyme). — P. 148.

L'étude du nitrate de néodyme amorphe montre qu'au voisinage des bandes d'absorption il y a une dispersion anormale de la polarisation rotatoire magnétique et que la dispersion augmente beaucoup du côté des petites longueurs d'ondes. Cependant l'étude détaillée du voisinage de la bande 5790 montre que les deux espèces d'anomalie prévues par Drude existent.

WESENDONK. — Ueber das Swansche Spektrum (Le spectre de Swan). — P. 151.

Après avoir fait l'historique de la cause du spectre de Swan, l'auteur décrit de nouvelles expériences, en particulier la combustion de carbures dans le chlore qui rendent très probable l'hypothèse que ce spectre appartient au carbone et non à ses oxydes.

BATTELLI. — Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den elektrischen Leitungswiderstand der Solenoïde für Ströme hoher Frequenz (V Teil) (Recherches théoriques et expérimentales sur la résistance électrique des solénoïdes pour les courants de haute fréquence, 5° partie). — P. 154.

L'auteur discute les reproches faits à sa théorie par Sommerfeld et indique qu'une solution complète de la question a été trouvée par Picciati.

BATTELLI et MAGRI. — Die Entladung in Spulen mit Eisenkern (La décharge dans les bobines à noyau de fer). — P. 156.

De quelle façon la durée d'oscillation et l'amortissement de la décharge d'un condensateur dans une bobine sont-elles modifiées par les courants de Foucault et la perméabilité magnétique du milieu intérieur de la bobine?

La question peut se traiter par le calcul en faisant l'hypothèse que la longueur d'onde du courant est toujours bien supérieure à la longueur de la bobine, bien que la fréquence reste très grande. On calcule l'induction magnétique suivant l'axe de la bobine, le moment magnétique du faisceau métallique, la résistance et la self-induction. Les résultats sont les suivants :

1° Ce moment magnétique suit des variations analogues à celles qu'on obtient pour les courants lentement variables où il est en phase avec le courant; ici, la phase est décalée d'environ $\frac{\pi}{4}$;

2° La résistance est toujours augmentée par la présence du fer; mais quand les fils de fer ont un grand rayon, ou que la fréquence est très élevée, le coefficient de self-induction est diminué; cependant la période est en général augmentée;

3° En remplaçant le fer par un métal non magnétique tel que le cuivre, la résistance et la self-induction sont toujours augmentées.

L'expérience vérifie ces résultats. Il en résulte que les premières périodes de la décharge vont en augmentant parce que μ augmente; mais elles sont d'abord inférieures à la période obtenue sans fer, puis plus grandes.

RIES. — Lichtempfindlichkeit des Selens (Sensibilité lumineuse du sélénium). — P. 164.

L'effet de la lumière sur le sélénium est de deux sortes : 1° elle en
J. de Phys., 4° série, t. IX. (Juillet 1910.)

diminue la résistance électrique, et le sélénium le plus sensible s'obtient en le préparant d'abord amorphe, puis en le faisant cristalliser par la chaleur ; on chauffe lentement jusqu'à 195°, on maintient une demi-heure à cette température et on refroidit rapidement ; 2° entre deux électrodes, l'une éclairée, l'autre dans l'ombre, se produit une différence de potentiel et le courant va de la seconde à la première. La polarisation de ces électrodes n'a d'effet que sur l'intensité du courant et non sur le sens.

BOSE et CONRAT. — Ueber die Viskositätsanomalien beim Klärungspunkte sogenannter kristallinischer Flüssigkeiten (Les anomalies de la viscosité aux points de clarification des liquides cristallisés). — P. 169.

Des expériences effectuées sur l'anisaldazine, il résulte que la clarification de l'émulsion est un phénomène continu et qu'il n'y a pas le point de transformation.

KURZ. — Eine quantitative Bestimmung des Gehaltes der Atmosphäre an radioaktiven Substanzen (Détermination de la quantité de substances radioactives contenues dans une atmosphère). — P. 177.

Quand un courant d'air passe entre les armatures d'un condensateur les ions positifs sont attirés sur l'armature négative, mais aussi les matières radioactives capables de prendre dans le même champ des vitesses de 1 à 10 fois plus grandes que celles de ces ions. Dans la diminution totale de la différence de potentiel, on peut séparer celle qui revient à l'ionisation par les corps radioactifs et exprimer leur quantité par le courant de saturation qu'elles donneraient. On trouve $7,16 \times 10^{-15}$ unités électrostatiques par centimètre cube d'air.

SCHMIDT. — Ueber die Aktivierung der zentralen Elektrode eines zylindrischen Gefäßes in Radiumemanation (La radioactivité prise par l'électrode centrale d'un vase cylindrique placée dans l'émanation du radium). — P. 184.

Les débris d'atomes qui se forment dans l'émanation sont, à leur formation, et peu de temps après, chargés positivement et se comportent comme des ions positifs ; leur vitesse spécifique est du même ordre de grandeur.

DEMBER. — Ueber die Empfindlichkeitsänderung lichtelektrischer Zellen (La variation de sensibilité des cellules électrolumineuses). — P. 188.

Cette variation peut tenir à un grand nombre de causes, mais la

sensibilité de ces cellules ne peut être considérée comme constante.

DOGLIO. — Ueber die Dauer der Kathodenstrahlemission in Vakuumröhren (La durée d'émission des rayons cathodiques dans les tubes à vide). — P. 190.

La décharge des tubes à vide employés par l'auteur dure de $0^{\text{sec}},0002$ à $0^{\text{sec}},0003$, et elle dépend des conditions extérieures du circuit; elle n'est pas caractéristique d'un tube; en particulier, elle augmente avec la capacité du primaire de la bobine.

LILIENFELD. — Wehnelt-Kathode im hochgradigen Vakuum (La cathode Wehnelt dans un vide avancé). — P. 193.

Discussion d'un article de Soddy sur le même sujet.

CORBINO. — Ueber die elektrischen Schwingungen welche man mit dem System Reihendynamo-Kondensator erhalten kann (Les oscillations électriques que l'on peut obtenir avec le système dynamo-série et condensateur). — P. 193.

L'auteur décrit un modèle de dynamo qui, placée en circuit avec un condensateur, peut donner des courants alternatifs, de fréquence 250.

CORBINO. — Eine elektromagnetische Anordnung zur direkten Umwandlung von Gleichstrom in kontinuierliche elektrische Schwingungen hoher Frequenz (Un procédé de transformation directe des courants continus en oscillations électriques de haute fréquence). — P. 195.

Un moteur spécial avec collecteur, marchant sous l'action d'une f. é. m. constante, peut présenter entre les pôles de l'ancre une résistance apparente négative pour les courants alternatifs dont la fréquence dépasse une certaine limite.

RUDOLFI. — Ueber die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen und ihren Temperaturkoeffizienten (La conductibilité électrique des alliages et leur coefficient de température). — P. 198.

Exposé historique des deux questions.

ROHR. — Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt
(Un effet stéréoscopique singulier). — P. 201.

Discussion historique d'une note de Grimsehl sur ce sujet.

GRIMSEHL. — Ein eigentümlicher stereoskopischer Effekt
(Un effet stéréoscopique singulier). — P. 202.

EICKHOFF. — Ueber das Sprühen von Kondensatoren
(Le jaillissement des condensateurs). — P. 202.

RENDAHL. — Ueber Erzeugung schwachgedämpfter elektrischer Schwingungen
(Production d'oscillations électriques faiblement amorties). — P. 203.

La méthode proposée par Wien a déjà été, depuis 1903, introduite dans la pratique. L'emploi de très petites distances explosives donne en effet des résultats plus sûrs, dans les mesures d'amortissement; mais il ne convient pas pour les mesures pratiques de la télégraphie sans fil, l'énergie correspondant à ces petites étincelles étant trop petite. En faisant éclater les étincelles du circuit exciteur dans la vapeur de mercure, les résultats sont bien meilleurs.

A. SÈVE.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE;

T. XXVII; janvier-juin 1909.

G.-C. ASHMAN. — The specific radio-activity of thorium and its products
(Radioactivité spécifique du thorium et de ses produits). — P. 65-72.

Les activités sont comparées à celle de U^{308} égale à 350, par la méthode de Boltwood. Le thorium et le radio-thorium sont séparés de leurs produits ultérieurs (thorium X et autres), quand on les précipite par l'acide nitrobenzoïque. On mesure successivement :

- 1° L'activité du thorium et du radiothorium en équilibre (289);
- 2° L'activité des mêmes avec leurs produits ultérieurs en équilibre (939);
- 3° L'activité du thorium avec une fraction inconnue de radiothorium, moindre que celle qui correspond à l'équilibre (167);
- 4° L'activité des mêmes avec leurs produits ultérieurs en équilibre (390).

On en déduit :

Activité du thorium pur.....	119, soit 11 0/0
— du radiothorium.....	185, 20
— des produits ultérieurs.....	650, 69

de l'activité totale du thorium en équilibre avec tous ses produits.

L'activité trouvée pour le thorium pur dépasse beaucoup trop celle de l'ionium qui l'accompagne dans les minéraux pour justifier l'idée émise par Hofman et Baskerville et par Zerban, à savoir que le thorium serait inactif par lui-même.

C. BARUS. — Coronas with mercury light
(Couronnes avec la lumière du mercure). — P. 73-81.

La méthode optique des couronnes, en lumière monochromatique intense (raie verte de l'arc au mercure), fournit, pour les dimensions des gouttelettes et leur nombre par centimètre cube, des résultats qui concordent mal avec ceux que donne la méthode de condensation, quand le nombre des noyaux est réduit en progression géométrique, par des vides partiels successifs, séparés par des rentrées d'air filtré dans la chambre de condensation. Essai de théorie pour expliquer ce désaccord apparent.

P.-H. DIKE. — Recent observations in atmospheric electricity
(Observations récentes sur l'électricité atmosphérique). — P. 197-209.

Article résumant les travaux allemands et anglais sur divers sujets se rattachant à l'électricité atmosphérique. Pendant une traversée du Pacifique, l'auteur a employé la méthode de Gerdien pour mesurer les conductibilités dues aux ions des deux signes. L'appareil comporte un condensateur cylindrique dont l'armature interne est chargée à 150 ou 200 volts et l'armature externe communique avec un électroscope à feuille d'or, étalonné à diverses reprises. On empêche le courant de saturation de s'établir, à l'aide d'un violent courant d'air. Les valeurs trouvées :

$$\lambda_p = 1,603 \cdot 10^{-4} \text{ unité électrostatique,}$$

$$\lambda_n = 1,433 \cdot 10^{-4} \quad \text{—}$$

sont un peu supérieures à celles de Gerdien; mais le champ électrique normal n'a pu être mesuré, à cause des perturbations dues au navire.

H.-S. UHLER. — On the deviation of rays by prisms
(Déviation produite par les prismes). — P. 223-228.

Revision des formules du prisme pour un rayon incident non contenu dans une section principale. La formule :

$$\sin \frac{D}{2} = \sin \frac{D'}{2} \cdot \cos i,$$

où D désigne la déviation, D' la déviation du rayon incident projeté sur la section principale, et i l'angle que le rayon incident forme avec cette section principale, a l'avantage de supposer pour D la même définition que dans les formules ordinaires relatives aux rayons contenus dans la section principale.

J. TROWBRIDGE. — Doppler effect in positive rays
(Le phénomène de Doppler pour les rayons positifs). — P. 245-249.

Un tube cylindrique, divisé en deux par une cathode perforée, permet d'observer, avec un spectroscopie à réseau, soit les rayons-canaux derrière la cathode, soit les rayons positifs rétrogrades entre la cathode et l'anode (cette dernière est dans une tubulure latérale). Les observations ont porté sur la raie de l'hydrogène λ 4 861,5 avec une dispersion de 1 angström pour 0^{mm},15. Cette raie est déviée symétriquement d'un côté ou de l'autre de quantités égales, 1,5 angström, suivant l'extrémité du tube que l'on observe, résultat montrant que les rayons positifs marchent de la cathode vers l'anode avec une vitesse égale à celle des rayons-canaux. Mais ces rayons positifs ne partent que des trous de la cathode, et aucun effet Doppler n'est observé du côté anodique d'une cathode non perforée.

F.-E. WRIGHT et E.-S. LARSEN. — Quartz as a geologic thermometer
(Le quartz employé comme thermomètre géologique). — P. 421-447.

Le Châtelier a montré que le quartz subit à 575° un changement réversible : la phase stable entre 575° et 800° est le *quartz* β de Mügge. Les auteurs ont repris la détermination exacte de la température d'inversion, en observant les changements brusques dans la biréfringence, la polarisation rotatoire et la dilatation. Ils trouvent 575° \pm 2°. Mügge a indiqué le changement correspondant de symétrie cristallographique ; ce changement lui a fourni quatre

criteriums, permettant de distinguer le quartz qui a été chauffé au-dessus de 575° de celui qui ne l'a jamais été. Le quartz des géodes et des filons, celui de certaines pegmatites en masses ou en filons, ont cristallisé au-dessous de 575°. Le quartz des pegmatites graphiques, celui des granites et des porphyres, au-dessus de 575°.

T. XXVIII; juillet-décembre 1909.

W.-G. CADY et G.-W. VINAL. — On the electric arc between metallic electrodes (Arc jaillissant entre des électrodes en métal). — P. 89-102.

W.-G. CADY. — *Idem* (3^e mémoire). — P. 239-250 (1).

Théorie des oscillations à haute fréquence (250 000), très peu amorties, données par l'arc métallique chantant. L'oscillation comprend une phase avec arc, pendant laquelle la cathode se vaporise, et une phase avec lueur, pendant laquelle l'énergie dépensée à la cathode est plus grande. La période est déterminée par la capacité, la self-induction et la résistance du circuit contigu. L'intensité efficace peut dépasser celle du courant fourni par le générateur. On obtient les meilleures conditions quand la décharge a lieu à travers un mélange d'hydrogène et de vapeur d'acétone. Le courant à haute fréquence peut absorber les $\frac{2}{3}$ de l'énergie. On peut montrer les effets de ces courants, et des ondes électromagnétiques produites au voisinage, à l'aide de lampes à incandescence ou d'ampèremètres thermiques. On peut aussi déterminer la fréquence et l'intensité relative d'un grand nombre d'harmoniques élevés.

A.-W. HULL. — Initial velocity of the electrons produced by ultra-violet light (Vitesse initiale des électrons produits par la lumière ultra-violette). — P. 251-259.

Ladenburg(2) a trouvé que la vitesse initiale maxima des électrons enlevés au charbon par les rayons ultra-violet est proportionnelle à la fréquence des vibrations, pour les radiations comprises entre λ 2 700 et λ 2 000. L'auteur étend ce résultat à l'intervalle λ 1 710 à λ 1 230.

(1) Voir W. G. CADY et H.-D. ARNOLD, *Amer. Journ.*, t. XXIV, p. 383; 1907; analysé *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 480 (Comparer les résultats de BUISSON et et FABRY, *C. R.*, t. CXLVIII, p. 1143; 1908).

(2) *Phys. Zeitschr.*, t. VIII, p. 590, 1907, et t. IX, p. 821, 1908.

E.-S. LARSEN. — The relation between the refractive index and the density of some crystallized silicates and their glasses (Relation entre l'indice de réfraction et la densité de quelques silicates cristallisés et de leurs verres). — P. 263-275.

Ni les indices, ni les densités des verres ne sont des fonctions strictement additives. La réfringence spécifique, calculée soit par la formule de Gladstone et Dale, soit par celle de Lorentz et Lorenz, est sensiblement additive pour les verres et presque sensiblement pour la série des feldspaths isomorphes sodo-calciques; mais en passant d'un corps cristallisé au verre correspondant, les écarts atteignent 11 0/0.

W.-P. WHITE. — Melting point determination (Détermination des points de fusion). — P. 453-473.

— Melting point methods at high temperatures (Méthodes pour la détermination des points de fusion aux températures élevées). — P. 473-489.

Discussion détaillée des causes variées qui peuvent produire une obliquité dans les courbes de fusion ou de solidification, et des dispositifs permettant de réduire l'incertitude sur la valeur de la température de fusion ou de solidification. Pour les températures élevées jusqu'à + 1 600°, le four électrique du type décrit par Day et Allen est chauffé par un solénoïde de platine et les températures mesurées par des couples thermoélectriques platine-rhodium.

W.-P. WHITE. — Specific heats of silicates and platinum (Chaleurs spécifiques des silicates et du platine). — P. 334-346.

Détails expérimentaux sur l'application de la méthode des mélanges aux silicates fondus (jusqu'à 1 500°), toutes les températures mesurées par des couples thermoélectriques.

C.-C. HUTCHINS. — A new method of measuring light efficiency (Nouvelle méthode pour mesurer le rendement lumineux d'une source). — P. 529-532.

Soit a l'énergie des rayons visibles, b celle des rayons infra-rouges, c celle des infra-rouges que laisse passer une cuve à eau, d celle des infra-rouges que laisse passer une cuve à permanganate opaque. On mesure à l'aide d'une même pile thermoélectrique et d'un même galvanomètre des déviations respectivement proportionnelles à $a + b$, $a + c$, et d . En éliminant la partie visible d'un spectre réel, dans le deuxième cas, on peut ensuite comparer c et d , d'où la valeur $\frac{c}{d}$. D'après ces données, on calcule $\frac{a}{a + b}$ qui est le rendement lumineux cherché.

H. BÉNARD.

QUELQUES EXPÉRIENCES SUR LA PRESSION DE LA LUMIÈRE (1) ;

Par M. J.-H. POYNTING.

Les premiers essais pour mettre en évidence la pression de la lumière ont été faits au XVIII^e siècle par les philosophes qui acceptaient la théorie que la lumière se compose de corpuscules matériels projetés par la source lumineuse. Pour ces philosophes, c'était une conclusion naturelle, que le bombardement d'un corps par les corpuscules qui composeraient la lumière exerce une poussée en arrière ; et, d'après leur théorie, la pression par centimètre carré devait être égale à deux fois l'énergie cinétique des corpuscules par centimètre cube, — ce qui est deux fois la valeur réelle de la pression actuellement mesurée. Si ces anciens expérimentateurs avaient su calculer la densité de l'énergie cinétique dans le faisceau lumineux à l'aide de la chaleur développée par un corps absorbant, ils auraient compris combien la pression cherchée était petite, et ils n'auraient pas été étonnés du peu de succès de leurs efforts.

Le premier essai pour démontrer que *les ondes* exercent une pression a été fait par Euler en 1746 (2). Je pense que son raisonnement ne s'appuie pas sur des preuves convaincantes, et le peu d'attention que sa théorie a reçu n'est pas surprenante. Mais, il n'est pas sans intérêt maintenant d'observer qu'il croyait que la pression de la lumière du Soleil sur les petites particules d'une comète les repoussait du Soleil, et formait ainsi la queue de la comète.

Depuis Euler en 1746, c'est Clerk-Maxwell qui, en 1874 (3), donna la première théorie définitive et raisonnable en prouvant que la lumière exerce une pression sur une surface quelconque, en tombant sur elle.

Il démontra que, si la lumière se compose d'ondes électromagnétiques, elle doit exercer sur une surface sur laquelle elle tombe normalement une pression par centimètre carré égale à l'énergie contenue dans 1 centimètre cube du faisceau. En d'autres termes, la pression égale la densité de l'énergie.

(1) Conférence faite à la Société française de Physique, le 31 mars 1910.

(2) *Hist. de l'Acad. roy. des sciences et belles-lettres*, Berlin, 1746, p. 117.(3) *Electricity and Magnetism*, vol. II, § 792.

Peu après, Bartholi ⁽¹⁾, par une application de la thermodynamique, démontra que des ondes du type lumière doivent exercer une pression. La preuve ne dépend d'aucune hypothèse particulière sur leur nature.

Sir Joseph Larmor ⁽²⁾ a mis cette preuve sous une forme aussi précise que simple, et je me propose de prouver, par sa méthode, comment la radiation issue d'une source doit presser contre elle.

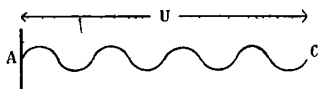


FIG. 1.

Soit A (*fig. 1*) un centimètre carré en repos, qui émet un faisceau de radiation avec énergie E par centimètre cube selon la normale sur A. Soit AC (égal à U) la distance traversée en chaque seconde, et soit n le nombre d'ondes issu par seconde qui occupent l'espace AC. La longueur de chaque onde est λ , si bien que $n\lambda = U$. L'énergie en AC égale EU.

Maintenant, supposons que A soit amené en avant avec une vitesse v, de sorte que dans une seconde il parcourt une distance AB égale à v (*fig. 2*).

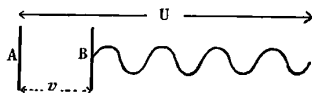


FIG. 2.

Les n ondes émises par seconde sont maintenant comprises dans la longueur BC égale à U - v, et, si la longueur d'ondes actuelle est λ' , nous avons :

$$n\lambda' = U - v.$$

Mais

$$n\lambda = U,$$

et ainsi

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{(U - v)}{U}.$$

⁽¹⁾ *Exner Repertorium der Physik*, XXI, 1885, p. 198.

⁽²⁾ *Encyclopædia Britannica*, XXXII: Radiation.

Maintenant, nous supposons que l'amplitude des ondes émises est la même, que A soit en repos ou en mouvement. Avec des ondes du type lumière, la densité de l'énergie est en raison inverse du carré de la longueur d'ondes quand l'amplitude est la même.

Donc, si E' est la densité de l'énergie dans le train BC,

$$E' = \frac{E\lambda^2}{\lambda'^2} = \frac{EU^2}{(U - v)^2},$$

et l'énergie par longueur $U - v$, c'est-à-dire en BC, égale

$$E' (U - v) = \frac{EU^2}{U - v}.$$

Maintenant, nous ferons une supposition de plus, c'est que A verse la même quantité d'énergie qu'il soit en repos ou en mouvement, c'est-à-dire que le flux de son énergie ne dépend que de sa température.

Donc, A émet EU par seconde. Puisque BC contient $\frac{EU^2}{U - v}$, et que A a versé seulement EU , il faut qu'une quantité additionnelle d'énergie

$$\frac{EU^2}{U - v} - EU^2 \quad \text{qui est égale à} \quad \frac{EUv}{U - v}$$

soit donnée, d'une façon ou d'une autre, au faisceau par le mouvement de A. Cette énergie ne peut être donnée, à moins qu'il y ait une force qui fasse résistance au mouvement de A, c'est-à-dire que *le faisceau, en sortant de A, doit presser contre A.*

Si la pression est P ,

$$Pv = \frac{EUv}{U - v}$$

et

$$P = \frac{EU}{U - v}.$$

Si v égale zéro (c'est-à-dire si A est en repos) :

$$P = E \text{ (la densité de l'énergie).}$$

En négligeant le carré de $\frac{v}{U}$, nous aurons :

$$P = E \left(1 + \frac{v}{U} \right),$$

où P est un peu plus grand quand A avance, et un peu plus petit quand A recule.

La radiation presse en arrière contre la source d'où elle sort, et, conséquemment, la source presse en avant contre le milieu. Autrement dit, elle donne au milieu une quantité de mouvement égale à P par seconde. Cette quantité de mouvement donnée par seconde est répandue sur une longueur U , de sorte que la quantité de mouvement, par centimètre cube des ondes, égale :

$$\frac{P}{U} = \frac{E}{U}.$$

Cette quantité de mouvement est portée en avant par le faisceau, et, quand la lumière tombe sur une surface, la quantité de mouvement se rend à la surface, c'est-à-dire que la lumière presse contre une surface qui la reçoit.

En considérant le cas d'un réflecteur parfait, il est aisé de démontrer que, pour que l'on puisse se rendre compte de l'énergie additionnelle dans le faisceau réfléchi, quand la surface avance, il est nécessaire que le faisceau presse contre elle avec une force $P = E$.

Le raisonnement est tout à fait semblable à celui que je viens d'indiquer pour évaluer la pression contre la source.

Il est un peu plus difficile d'établir ce qui se passe dans le cas plus général, quand la source rayonne dans toutes les directions, mais la pression peut s'évaluer toujours par une modification de la même méthode.

Ainsi nous arrivons à la conception d'un faisceau de lumière comme porteur d'une quantité de mouvement. Il reçoit une quantité de mouvement de la source. Il porte cette quantité à travers l'espace, et il la livre à un corps quelconque qui l'absorbe.

Les ondes lumineuses, donc, possèdent une quantité de mouvement aussi certainement que les corpuscules lumineux des théories de nos ancêtres. Mais cette quantité n'est que la moitié de celle qu'il faudrait attribuer aux corpuscules.

Ce n'est pas mon intention aujourd'hui de décrire les belles expériences de Lebedef⁽¹⁾ et de Nichols et Hull⁽²⁾. Il suffit de dire qu'ils ont vérifié la théorie en dirigeant un faisceau de lumière sur un disque suspendu, et qu'ils ont prouvé, avec une exactitude surpre-

(1) *Annalen der Physik*, 4^e folge, Bd 6, 1901, p. 433.

(2) *Proc. American Academy of Arts and Sciences*, XXXVIII, 1903, p. 559.

nante, que la force avec laquelle le disque était pressé en arrière égalait l'énergie par centimètre de la longueur du faisceau, — surprenante si nous rappelons que l'énergie par centimètre cube de pleine lumière du soleil, et aussi la pression qu'il exerce, n'est jamais plus que $\frac{6}{10^5}$ d'un milligramme, ou environ 6 grammes par hectare.

Les deux grandes difficultés que l'on rencontre pour mesurer une pression si petite sont les courants de convection et l'action radiométrique. Lebedef suspendait son disque dans un vide si poussé que les courants de convection n'existaient plus, et que l'action radiométrique commençait à disparaître.

MM. Nichols et Hull opéraient avec une pression beaucoup plus grande, une pression de 1 ou 2 centimètres de mercure, cette région remarquable où les courants de convection cessent à peu près, tandis que l'action radiométrique est à peine commencée.

Je désire vous décrire quelques expériences faites par mon collègue, le D^r Barlow, et moi, dont quelques-unes ont été suggérées par l'idée qu'un faisceau de lumière peut être regardé comme un courant de quantité de mouvement.

La première expérience⁽¹⁾ prouve qu'un faisceau, en tombant obliquement sur une surface qui l'absorbe, exerce une force parallèle à la surface.

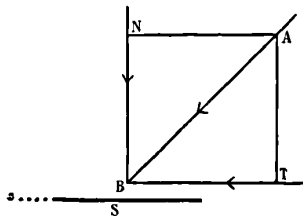


FIG. 3.

Soit AB (fig. 3) un rayon de lumière qui tombe obliquement sur une surface noire S. Il possède une quantité de mouvement dans la direction AB, et cette quantité est livrée à la surface.

Représentons cette quantité de mouvement par la longueur AB, et décomposons-la en NB selon la normale et TB selon la surface. NB presse la surface, mais cette pression n'a pas d'effet si la surface

(1) *Phil. Mag.*, IX, 1905, p. 169.

ne peut pas se porter en arrière. Mais, si elle est libre de se déplacer dans son propre plan, TB la fera glisser.

Pour essayer s'il en est bien ainsi, nous avons suspendu deux petits disques, l'un noir, et l'autre argenté. Les disques avaient environ 2 centimètres de diamètre, et la tige qui les portait avait 5 centimètres de longueur. Ils étaient suspendus par un fil de quatre dans une boîte, comme le montre la *fig. 4*, et la pression de l'air avait été réduite à environ 1 centimètre.

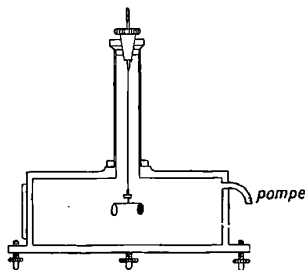


FIG. 4.

Un miroir était fixé à la tige, et on regardait l'image de l'échelle dans une lunette.

Quand on dirigeait un rayon de lumière, provenant d'une lampe Nernst sur le disque noir à 45°, il tournait d'un angle à peu près égal à celui calculé d'après l'énergie et la quantité de mouvement dans le faisceau. On évalua cette énergie en faisant tomber le faisceau sur une lame d'argent de poids connu. La lame avait été noircie pour absorber la lumière, et on observait la vitesse avec laquelle sa température montait. Quand le faisceau était dirigé sur la surface argentée, elle se mouvait à peine. Car, quoique le faisceau incident lui donnât une poussée en avant, le faisceau réfléchi donnait une poussée égale en arrière.

Mais cette forme de l'expérience, si simple qu'elle soit en théorie, est très difficile en pratique, à cause de perturbations produites par la convection et par l'action radiométrique. À moins que les deux disques ne soient parfaitement verticaux, et que la normale par le centre de chacun d'eux ne passe exactement par l'axe de suspension, il est très possible que les perturbations tournent l'appareil, d'une façon ou d'autre, et plus que ne le ferait la force due à la lumière. L'appareil exige une construction très précise et un réglage très soigné.

Nous avons fait l'expérience sous une autre forme d'une exécution plus facile ⁽¹⁾. Nous avons suspendu un disque noir (*fig. 5*), d'un diamètre d'environ 5 centimètres, par un fil de quartz, de façon que le disque soit horizontal. On le mit dans une boîte vitrée, et la pression de l'air était de 1 ou 2 centimètres.

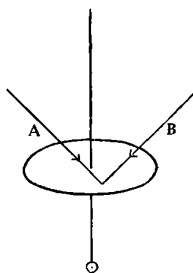


FIG. 5.

Quand un faisceau de lumière A était ainsi dirigé à 45° sur une petite étendue près de la circonférence du disque, la force lumière parallèle à la surface tendait à le tourner. Mais la surface s'échauffait par la lumière, et les courants de convection et l'action radiométrique entraient en jeu.

A moins que le disque ne soit parfaitement horizontal, ces forces tendent aussi à faire tourner le disque, et la direction de ce mouvement dépend de la direction de la pente.

Nous avons observé l'angle total dû à l'action de l'air échauffé et à la force lumière horizontale.

Puis, nous avons dirigé le même faisceau sur le même espace à 45° de l'autre côté de la normale (B, *fig. 5*). La quantité de chaleur absorbée était la même. Donc, l'action de l'air échauffé était la même en grandeur et en direction. Mais la force lumière horizontale s'était renversée. Donc, la différence des deux écarts était le double de celui dû à la force lumière d'un seul faisceau.

Cette méthode nous a donné des résultats très constants, n'importe où que le faisceau tombât sur le disque, même lorsque l'action de l'air échauffé surpassait plusieurs fois celle de la lumière. La force, attribuable à la lumière, se trouva à peu près égale à celle calculée d'après l'énergie dans le faisceau.

(1) *Nature*, vol. LXXV, 1906, p. 91.

Nous mesurons encore celle-ci en la faisant tomber sur un disque d'argent noirci et en mesurant l'échauffement du métal par seconde. Une autre expérience peut être expliquée par un modèle.

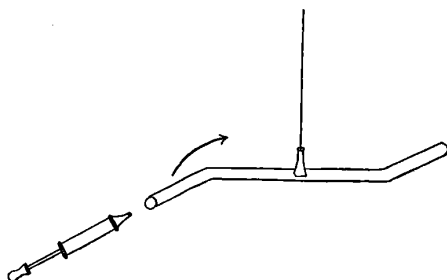


FIG. 6.

Voici un tuyau courbé (fig. 6) suspendu de façon à être dans un plan horizontal. Si je souffle un courant d'air à travers le tuyau, il doit faire tourner les angles. En faisant tourner chaque angle, il presse vers l'extérieur et par conséquent, le tuyau se met à tourner. Le même effet justement s'observe si nous changeons la direction d'un courant de lumière, et la fig. 7 montre comment on peut réaliser l'expérience⁽¹⁾.

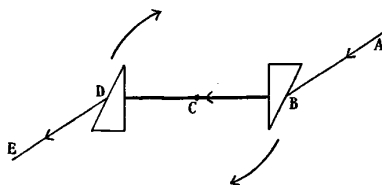


FIG. 7.

La figure représente en plan deux petits prismes de verre aux bouts d'une tige suspendue par un fil de quartz dans une boîte où l'on a fait le vide. Le rayon est dévié deux fois puis il sort parallèlement à sa direction primitive. Quand la direction de son mouvement primitif vient à changer, une force est exercée vers l'extérieur contre le prisme aussi certainement que s'il y avait un courant de matière.

En envoyant un rayon de lumière à travers les prismes disposés de cette manière, nous avons trouvé qu'ils tournaient, et que, à

(1) *Phil. Mag.*, IX, 1905, p. 404.

quelques centièmes près, le déplacement était égal à celui que l'on peut calculer d'après l'énergie et la quantité de mouvement contenues dans le faisceau.

Cette expérience est intéressante parce qu'elle sert à faire comprendre un fait que je me bornerai à indiquer sans démonstration (1).

Quand un rayon tombe sur un milieu réfringent plus dense, la force exercée sur le milieu réfringent due au changement de direction est dirigée vers l'extérieur, le long de la normale, et de cette manière on obtient un couple agissant sur les deux prismes.

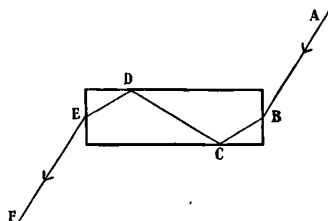


FIG. 8.

Une autre forme de l'expérience (2) est expliquée par la *fig. 8*. Un petit bloc de verre rectangulaire était suspendu comme auparavant dans la boîte où on fait le vide, et un rayon de lumière était envoyé à travers le bloc, comme dans la figure. Le bloc, lui aussi, se mettait à tourner. Comme je l'ai dit, la force à l'entrée est dirigée selon la normale, et par conséquent son moment par rapport à l'axe de suspension est nul. De même pour le moment à la sortie. Donc, les forces produisant le couple sont produites aux deux points de réflexion totale à l'intérieur.

Dans chacune de ces deux expériences, nous pouvons raisonner de la manière suivante : Un courant de quantité de mouvement se propage parallèlement à lui-même, et cela ne peut se faire qu'au moyen d'un couple. Le système suspendu fait agir ce couple sur la lumière, et la lumière fait agir un couple égal et contraire sur le système suspendu.

Dans les expériences de Lebedef et de Nichols et Hull, et dans les expériences que je viens de décrire, on cherche la pression de la lumière contre un corps sur lequel elle tombe.

(1) *Phil. Mag.*, IX, 1905, p. 401.

(2) *Loc. cit.*, p. 402.

Mais, dans l'essai que je faisais pour prouver que la lumière transporte une quantité de mouvement, je suis arrivé à la conclusion que la lumière, ou, plus généralement, le rayonnement, presse sur la source dont il sort.

La dernière expérience que je décrirai est celle par laquelle nous avons réussi à prouver l'existence de cette pression ⁽¹⁾.

Comme un canon recule en sens contraire du projectile qu'il lance, de même un corps lumineux recule devant la lumière qu'il émet.

L'expérience est nécessairement un peu indirecte, parce que nous ne pouvons pas produire la chaleur à l'intérieur du corps lui-même. Seulement nous pouvons l'échauffer en faisant tomber un rayonnement sur lui. L'énergie radiante se convertit en chaleur, la température du corps monte, et puis, la chaleur sort de nouveau sous la forme d'un rayonnement.

Supposons qu'un rayonnement tombe sur une surface d'une lame noircie sur les deux faces, il échauffe la lame. Si elle est très mince, elle est à peu près à la même température partout. En régime permanent, elle émet toute l'énergie incidente, moitié sur une face moitié sur l'autre. Donc, les pressions des rayonnements sortants sont égales et contraires, et ne produisent aucun effet. Ainsi, nous n'avons que la pression, soit P , du rayonnement incident.

Maintenant, prenons une lame noire d'un côté, et parfaitement réfléchissante de l'autre, et faisons tomber un rayonnement sur le côté noir. Au régime permanent de température, la lame émet autant de rayonnement qu'elle en reçoit. Mais le côté postérieur est un réflecteur parfait, et, par suite, n'émet point de rayonnement. Donc, tout le rayonnement est émis par la surface antérieure. S'il était émis entièrement selon la normale, il produirait une pression P égale à celle de la lumière incidente. Mais il sort dans toutes les directions selon la loi des cosinus, et il est aisé de prouver qu'il ne produit qu'une pression égale à $\frac{2}{3} P$.

C'est pourquoi la pression totale est $\frac{5P}{3}$.

Dans l'expérience, nous avons employé quatre disques préparés comme suit : noir et noir, noir et argenté, argenté et argenté, argenté et noir.

(1) *Proc. Roy. Soc.*, Bakerian Lecture, March 17, 1910.

Les pressions sur ceux-ci devraient être :

$$P, \quad \frac{5P}{3}, \quad 2P, \quad 2P,$$

supposé que le noir soit parfaitement noir et l'argent parfaitement réfléchissant; mais aucune de ces suppositions n'est permise.

Et puis, bien que nous ayons suspendu les disques dans un flacon dans lequel on a fait le vide aussi parfait que possible, il y avait une petite action radiométrique due au gaz résiduel, et cette action était plus grande sur le disque noir-noir, et tendait à le presser en arrière.

Les disques étaient faits d'une couche d'asphalte fondu et pressé entre deux lames minces circulaires, de verre. Ils étaient d'un diamètre de 1^{cm},2 et d'une épaisseur d'un dixième de millimètre. L'épaisseur de l'asphalte était aussi environ d'un dixième de millimètre.

Les surfaces argentées se faisaient en déposant de l'argent d'une cathode d'argent.

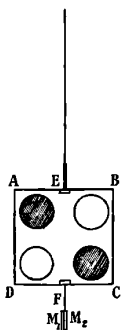


FIG. 9.

Puis, les disques furent fixés dans des trous dans une lame de mica, comme on voit dans la *fig. 9*, le centre de chacun étant à 1 centimètre de l'axe. Enfin, nous les avons suspendus dans un flacon dans lequel le vide était poussé aussi loin que possible.

Il n'est pas nécessaire de vous expliquer ici tous les détails de la méthode employée pour faire le vide. Il suffit de vous dire que le flacon (*fig. 10*) a été rempli d'oxygène et vidé plusieurs fois, qu'il a été scellé en S₂, et vidé définitivement en entourant le ballon C₂, qui contient du charbon, d'air liquide bouillant.

La *fig. 11* représente l'appareil en plan. S est une lampe, L_1 une lentille. La lentille L_2 forme une image de L_1 sur le disque. B est une lampe et C une échelle permettant de mesurer le déplacement par réflexion du miroir M (*fig. 9*). La force correspondante a été calculée au moyen du temps d'oscillation et du moment d'inertie.

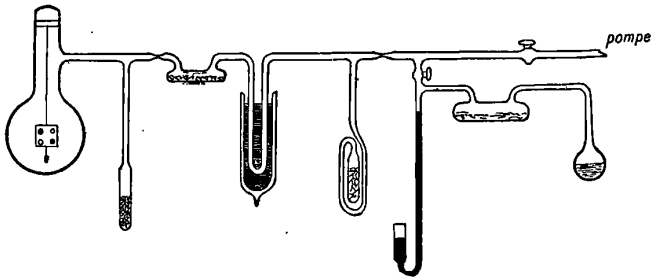


FIG. 10.

L'énergie du faisceau incident, qui était maintenue toujours constante, a été mesurée en le faisant tomber sur une lame d'argent noircie, et cette énergie était telle qu'elle devait produire, sur une surface entièrement absorbante, une pression donnant 13,6 divisions sur l'échelle. Les résultats d'un nombre d'expériences ont été les suivants :

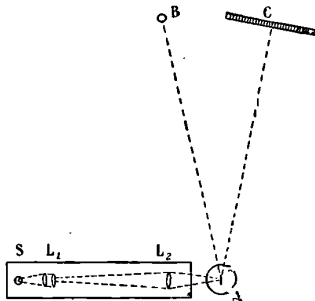


FIG. 11.

Les nombres, dans la première ligne, sont calculés en supposant un pouvoir réfléchissant par N de 50/0 et par A de 95 0/0 :

	NN	NA _{stét}	AA	AN _{stét}
Calculé.....	14,3	22,0	26,5	26,1
Observé.....	16,1	22,3	28,7	28,0

Sans perturbation par le gaz résiduel, nous aurions dû trouver les valeurs calculées.

Je ne doute pas que l'action radiométrique, qui atteint une valeur maximum avec le disque noir-noir, ne soit la cause de l'excès de 16,1 sur 14,3.

Mais j'espère que nous sommes d'accord, que les résultats prouvent définitivement que le rayonnement issu de la surface noire du second disque le presse en arrière.

S'il n'y avait pas de pression de cette sorte, la force sur ce disque-là serait la même que celle sur le premier disque. Mais les expériences démontrent qu'elle est 1,4 fois de celle sur le premier disque et 0,8 fois celle sur le disque argent-argent, et ce dernier résultat s'accorde étroitement avec la théorie.

En somme, il nous est permis d'affirmer que la lumière reçoit une quantité de mouvement de la source dont elle sort, qu'elle porte cette quantité de mouvement avec elle à travers l'éther (ou quel que soit le milieu qui ondule), et qu'elle la livre à n'importe quelle surface sur laquelle elle tombe.

Les forces dues à la pression de la lumière sont si minimes, de l'ordre d'un cent millième de *dynes* dans les expériences que je viens de décrire et les perturbations dues au gaz, même dans le meilleur vide, sont si grandes qu'il faut des années de pratique pour vaincre les difficultés et pour produire des résultats certains et décisifs.

Ici, sur la surface de notre Terre, et dans notre atmosphère, la pression de la lumière est peu de chose. Mais, dans l'espace entre le Soleil et ses planètes, où il y a un vide beaucoup plus poussé que tous ceux que nous savons produire, elle a un libre essor, et elle peut produire sur les corps petits de grands effets à travers les âges, mais négligeables dans le cas de grands corps comme notre Terre.

La pression entière de la lumière du Soleil sur la Terre n'est que 70.000 tonnes. Cela paraît grand, mais la gravitation due au Soleil est quarante trillions de fois plus grande.

Pourtant, si le rayon du corps soumis à l'action de la lumière est réduit, la raison de la pression-lumière à la gravitation monte en proportion, de sorte que, sur une sphère d'un diamètre de quarante trillième de celui de la Terre, c'est-à-dire d'environ $\frac{3}{10^5}$ centimètres et de la même densité que la Terre, la pression de la lumière égalerait la gravitation. Si la sphère était encore plus petite, la pression

de la lumière serait plus grande que la gravitation, et pousserait la particule hors du système solaire.

Et voilà une des explications des queues des comètes.

Mais je voudrais appeler votre attention sur l'action de la lumière solaire sur des particules un peu plus grandes, des particules telles que celles qui révèlent leur existence par leur mort dans notre atmosphère sous la forme d'étoiles filantes.

Supposons qu'une telle particule, de diamètre, disons de 1 centimètre, de la densité de la Terre, et noire de façon à absorber la lumière solaire entièrement, fasse le tour du Soleil à la même distance que la Terre. La gravitation sera opposée à la pression-lumière, et la vitesse de la particule nécessaire pour la maintenir dans son orbite sera plus petite que celle de la Terre, de sorte qu'elle demandera 36 minutes de plus pour compléter sa révolution, ou bien encore son année sera de 36 minutes plus longue que la nôtre.

Plus la particule est petite plus l'effet est grand. C'est pourquoi une particule d'un diamètre d'un millième de 1 centimètre exigera 36.000 minutes, ou 60 heures, ou deux jours et demi de plus par an.

Un autre effet de la pression de la lumière est qu'elle donne lieu à une force qui s'oppose au mouvement de la particule.

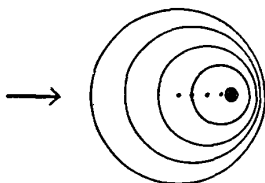


FIG. 12.

La particule est échauffée par le Soleil, et, à la distance de la Terre, sa température serait à peu près la même que la température moyenne de la surface de la Terre, soit 300° absolus, ou 27° C. ; donc, elle émet du rayonnement de tous les côtés. Mais les ondes de devant sont plus courtes, tandis que celles de derrière sont plus longues, comme le montre la *fig. 12*, dans laquelle les points représentent les positions successives de la particule et les cercles, les ondes successives émises. Ainsi, il y a plus d'énergie par devant que par derrière, plus de pression contre la surface antérieure que contre

la surface postérieure ; donc, une force qui empêche le mouvement. L'accélération due à cette force est en raison directe de la vitesse, et en raison inverse du rayon de la particule. Il s'ensuit que la particule perd de l'énergie. Elle en rayonne plus qu'elle en reçoit, et elle se transporte vers le Soleil.

Une sphère de la densité de la Terre, noire afin d'absorber la lumière du Soleil totalement, et d'un diamètre de 1 centimètre, s'approchera du Soleil de 1.640 mètres pendant la première année. Ce mouvement continuera, et je calcule que dans quarante-cinq millions d'années environ elle parviendra au Soleil.

Avec des particules plus petites, l'action est plus rapide, et une particule d'un diamètre du millième de 1 centimètre, en mouvement d'abord presque dans un cercle à la distance de la Terre, décrira une spirale qui finira sur le Soleil en quarante-cinq mille ans à peu près.

Le Soleil a horreur de la poussière. Avec la pression de sa lumière il repousse les particules les plus fines loin de son système. Avec sa chaleur il chauffe les particules plus grandes. Celles-ci rendent cette chaleur, et avec elle une partie de l'énergie qui les met à même de résister à son attraction.

Peu à peu, il les tire vers lui-même, et enfin elles tombent sur le Soleil. Elles sont brûlées. Elles cessent d'avoir une existence séparée.

**LOIS GÉNÉRALES DU RENDEMENT ET DU MAXIMUM DE PUISSANCE RELATIVES
A UN GÉNÉRATEUR OU UN RÉCEPTEUR AVEC BRANCHE DÉRIVÉE. — APPLICATION
AU CAS DES DYNAMOS. — DIAGRAMME DU PARTAGE DE LA PUISSANCE
DANS UN RÉSEAU DE CIRCUITS ;**

Par M. E. HAUDIÉ.

1. Les lois du rendement et du maximum de puissance disponible n'ont été établies par Siemens et Jacobi que dans le cas simple d'un circuit unique.

Dans ces conditions, il est nécessaire, pour obtenir un bon rendement, de recourir à de faibles intensités, par suite à de faibles puissances ; autrement dit, la loi de Siemens impose un travail lent.

D'autre part, on sait que toute dynamo industrielle, par le fait

même qu'elle comporte une branche dérivée, échappe à la loi de Siemens; elle donne effectivement, dans toutes les circonstances usuelles de son fonctionnement, des rendements élevés.

2. Je me suis proposé de rechercher si, pour le cas de générateurs ou de récepteurs avec dérivation, il existe encore des lois générales relatives au rendement maximum et au maximum de puissance, et dont les lois de Siemens et de Jacobi ne seraient plus qu'un cas limite.

Dans ce but, il convient d'envisager successivement les diverses sortes de puissance utilisable dans toutes les conditions usuelles de fonctionnement des dynamos génératrices ou réceptrices. On verra d'ailleurs que le cas d'un récepteur se ramène à celui d'un générateur, et que les expressions qui les caractérisent demeurent les mêmes.

En même temps qu'on obtiendra ainsi certaines expressions particulières d'un intérêt pratique immédiat, on verra progressivement se dégager la forme des lois générales du rendement et de la puissance maxima.

3. Il sera commode, pour cet exposé, de recourir à un diagramme capable de faire ressortir immédiatement, dans chaque cas, le partage de la puissance entre les différentes branches du circuit, c'est-à-dire de mettre en évidence la puissance absorbée par la branche dérivée, la perte dans la branche génératrice, la perte dans une ligne ou dans un récepteur donné.

Or la représentation graphique du partage de la puissance électrique est demeurée, elle aussi, jusqu'ici limitée à quelques cas particuliers très simples relatifs à un circuit unique.

Le point de départ est le diagramme en carré, si expressif, donné par Silv. Thompson (1) pour « la représentation graphique des lois des moteurs » (des seuls moteurs-série). Ce diagramme, qui a pour but « de démontrer graphiquement à la fois la loi de puissance maximum de Jacobi et la loi du rendement de Siemens », se trouve beaucoup amélioré si on remplace la forme en carré par celle d'un rectangle, afin d'introduire également la représentation numérique

(1) SILV. P. THOMPSON, *Philos. Mag.*, février 1883; *Mach. dyn.-électr.*, 3^e édit. fr., 1900, p. 500.

des résistances, comme dans le tracé des caractéristiques de dynamos, la résistance étant alors représentée par une tangente trigonométrique (Hopkinson).

Ainsi modifié, ce diagramme semble n'avoir encore jamais servi qu'occasionnellement, et sous la forme élémentaire de la *fig. 1*, pour représenter le partage de la puissance totale absorbée par un moteur-série, ou le rapport entre la puissance absorbée par une ligne donnée, et la puissance disponible à l'extrémité de cette ligne.

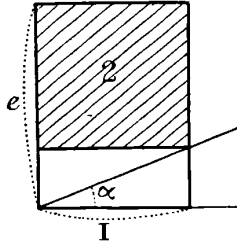


FIG. 1.

e . voltage aux bornes du moteur, ou au départ de la ligne ;

$r = \tan \alpha$, résistance intérieure du moteur ou résistance de la ligne ;

aire 2, puissance mécanique développée par le moteur, ou puissance disponible au bout de la ligne

Il sera aisé d'établir que ce diagramme ne demeure nullement limité au cas d'un circuit unique, et qu'il est au contraire susceptible de résoudre le problème général de la *représentation numérique* du partage de la puissance dans le cas d'un réseau quelconque de circuits.

En même temps, on obtient ainsi une traduction graphique immédiate des lois de Ohm et de Kirchhoff, capable de conduire à la solution purement graphique des problèmes simples qui dérivent de ces lois.

De ce qui précède, il résulte d'abord que, à l'égard d'un générateur, on doit envisager les cas successifs où il développe soit une f. é. m. constante, soit une d. d. p. constante aux bornes, soit une d. d. p. constante à l'extrémité d'une ligne donnée.

Les calculs, un peu pénibles dans certains cas, n'exigent cependant aucune méthode particulière, et peuvent être répétés sans difficulté. Il suffit donc, dans tous les cas, de se borner aux seuls résultats définitifs.

GÉNÉRATRICE AVEC DÉRIVATION.

I. — Puissance extérieure disponible.

A. — LA F. É. M. E RESTE CONSTANTE.

4. Le même diagramme convient à la fois pour la dynamo en simple dérivation, et pour la compound en longue dérivation. Dans le premier cas, la résistance r est uniquement celle de l'induit; dans l'autre, elle représente la somme des résistances r_1 et r_2 de l'induit et de l'inducteur-série.

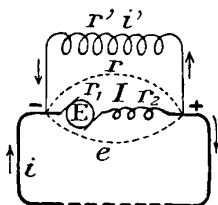


FIG. 2.

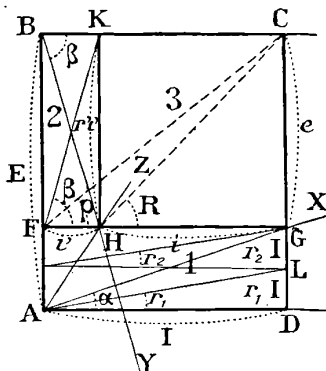


FIG. 3.

$$\text{tang } \alpha = r_1 + r_2 = r, \quad \text{tang } \beta = r'.$$

Les différentes notations étant définies par le schéma (*fig. 2*), le dispositif même du graphique (*fig. 3*) se comprend immédiatement.

L'ordonnée DG représente la chute ohmique rI dans l'induit (ou la somme des chutes $DL = r_1I$ et $LG = r_2I$ dans l'induit et dans l'inducteur-série); par suite la d. d. p. aux bornes, d'ailleurs égale à la chute dans l'inducteur en dérivation, est $e = GC$ ou HK , et on voit en effet que $HK = r'i'$ ⁽¹⁾.

Les lois de Kirchhoff se lisent immédiatement sur les deux direc-

(1) Désormais, sur les figures, les résistances r , r_1 , r_2 , r' représenteront les tangentes des angles dans lesquels elles sont placées.

tions rectangulaires relatives respectivement aux voltages et aux intensités

$$I = i + i' \quad \text{et} \quad E = rI + e = rI + r'i',$$

ou

$$e = E - rI = r'i'.$$

Et, dans le cas où le circuit extérieur est le siège uniquement de chutes ohmiques, sa résistance totale étant R , on a aussi

$$e = Ri.$$

La construction du graphique, effectuée à une échelle déterminée (1), fournira les valeurs numériques des divers éléments inconnus.

Par exemple, supposons que le circuit extérieur se réduise à une résistance R . Les directions AX et BY sont déterminées par les résistances r et r' ; par suite, il suffit, pour l'achèvement du diagramme, de déterminer la position du point H , et on sait qu'il se trouve nécessairement sur la direction AZ telle qu'une parallèle quelconque à AD se trouve partagée dans le rapport

$$\frac{FH}{HG} = \frac{i'}{i} = \frac{R}{r'} \quad (2).$$

Les aires des rectangles **1, 2, 3** respectivement égales à rI^2 , $r'i'^2$ et $ei = Ri^2$ représentent numériquement les diverses puissances dépensées dans l'induit, l'inducteur en dérivation, et le circuit extérieur.

Si le circuit extérieur comprend également une force contreélectromotrice, la donnée R se trouve remplacée soit par l'intensité i qui alimente ce circuit, soit par la d. d. p. aux bornes e ; et le diagramme se construit sans plus de difficulté.

5. Maximum de puissance extérieure disponible. — Pour un générateur de f. é. m. déterminée E et de résistances intérieures r et r' données, la puissance disponible ei est représentée (aire **3**) par un

(1) On peut, naturellement, adopter au besoin des échelles différentes pour les voltages et les intensités.

(2) La résistance ρ obtenue en menant FC représente la résistance unique équivalente à l'ensemble de deux branches ramifiées de résistances r' et R . La même construction s'étend à un nombre quelconque de ramifications.

rectangle inscrit dans le triangle fixe TPB dont la base $BT = \frac{E}{r}$ et

$$h = E \frac{r'}{r + r'}$$

Le maximum a donc lieu pour

$$e = \frac{E}{2} \frac{r'}{r + r'}, \quad i = \frac{E}{2r} \quad \text{et} \quad I = \frac{E}{2r} \frac{2r + r'}{r + r'}$$

Il a pour expression

$$ei_{\max} = \frac{E^2}{4r} \times \frac{r'}{r + r'}$$

Le rendement correspondant est

$$\eta = \frac{ei}{EI} = \frac{1}{2} \frac{r'}{2r + r'} \quad (1).$$

Dans le cas particulier où le circuit extérieur se réduit uniquement à une résistance R, cette résistance est $R = \frac{e}{i} = \frac{rr'}{r + r'}$; autrement dit, elle se trouve bien définie par $\frac{1}{R} = \frac{1}{r} + \frac{1}{r'}$.

6. *Variation du rendement. Rendement maximum.* — Le rendement est d'abord nul pour $i = 0$, qui correspond à l'intensité I la

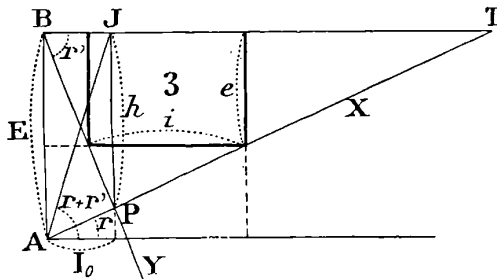


FIG. 4.

plus petite et alors égale (fig. 4) à $I_0 = \frac{E}{r + r'}$. Le rendement part donc de zéro, et croît d'abord avec l'intensité débitée. On voit, d'autre

(1) Pour revenir au cas d'un circuit unique, il suffit de supposer que r' augmente indéfiniment. On retombe bien alors sur la loi de Jacobi et sur le maximum donné par le diagramme de S. Thompson.

part, qu'il admet un maximum inférieur à l'unité, car $\eta = \frac{ei}{EI}$ demeure toujours au plus égal à $\frac{e}{E}$ puisque $\frac{i}{I} \leq 1$, et $\frac{e}{E}$ admet comme maximum $\frac{h}{E}$ ou $\frac{r'}{r+r'}$.

Le calcul montre sans peine que le maximum a lieu pour une intensité totale débitée I telle que

$$I = \frac{E}{\sqrt{r(r+r')}} \quad \text{ou} \quad I = \frac{E}{\sqrt{pr}},$$

si on pose $r+r' = p$.

Cette intensité se construit d'ailleurs aisément sur le graphique, puisqu'elle est numériquement égale à la moyenne proportionnelle entre $BT = \frac{E}{r}$ et $BJ = \frac{E}{r+r'}$.

Le voltage aux bornes correspondant est

$$e = E \left(1 - \sqrt{\frac{r}{r+r'}} \right),$$

et la valeur du rendement maximum correspondant

$$\eta = 1 - \frac{2e}{r'I},$$

ou sous forme explicite,

$$\eta = 1 - \frac{2}{r'} [\sqrt{r(r+r')} - r] \quad \text{ou} \quad \eta = \left(\sqrt{1 + \frac{r}{r'}} - \sqrt{\frac{r}{r'}} \right)^2,$$

c'est-à-dire

$$\eta = \left(\sqrt{\frac{p}{r'}} - \sqrt{\frac{r}{r'}} \right)^2.$$

Dans le cas particulier où le circuit extérieur est supposé se réduire uniquement à une résistance R, la valeur de cette résistance pour laquelle a lieu le rendement maximum est (1)

$$R = r' \sqrt{\frac{r}{r+r'}}, \quad \text{c'est-à-dire} \quad \frac{1}{R} = \sqrt{\frac{1}{r'} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right)}.$$

(1) L'existence d'un maximum de rendement pour la dynamo en dérivation a été établie d'abord par lord Kelvin, qui s'est borné à en donner une expression approchée. L'expression rigoureuse est due à Silv. Thompson, qui l'a obtenue

Les éléments relatifs au maximum s'expriment tous très simplement en fonction de cette résistance. On a en effet

$$i = \frac{ER}{rr'}, \quad i = E \frac{r' - R}{Rr'}, \quad e = E \frac{r' - R}{r'};$$

enfin

$$\eta = 1 - \frac{2r}{R} \frac{e}{E} \quad (1).$$

B. — LA D. D. P. AUX BORNES e EST MAINTENUE CONSTANTE.

7. Dans ce cas, le plus important en pratique pour une dynamo, on a $i' = \frac{e}{r} = \text{constante}$. La puissance dépensée pour l'excitation est constante, quelle que soit l'intensité extérieure i débitée.

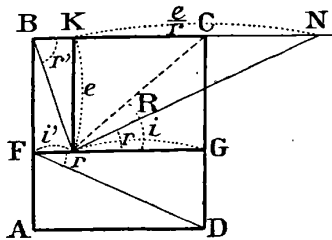


FIG. 5.

Connaissant e , r , r' et R ou i , la construction du diagramme est immédiate.

8. *Puissance extérieure disponible.* — ei croît proportionnellement à i .

(Mach. dyn.-electr., 3^e éd. fr., 1900, p. 191) en calculant le « coefficient économique » de cette dynamo. L'auteur s'est précisément placé dans le cas d'un circuit extérieur doué uniquement d'une résistance R . Après avoir obtenu l'expression de cette résistance, il a donné pour le rendement maximum, l'expression équivalente, mais d'une application un peu moins aisée

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{2}{r'} [\sqrt{r(r+r')} + r]}$$

(1) Pour $r' = \infty$, on retombe toujours sur le rendement égal à l'unité de la loi de Siemens.

9. *Rendement maximum.* — Le calcul montre que le rendement, d'abord nul pour $i = 0$, présente un maximum pour l'intensité i donnée par

$$i^2 = i' \left(i' + \frac{e}{r} \right) \quad \text{ou encore} \quad i = i' \sqrt{1 + \frac{r'}{r}}.$$

Cette intensité est fournie par une moyenne proportionnelle entre BK = i' et BN = $i' + \frac{e}{r}$.

L'intensité totale correspondante est

$$I = i + i' = i + \frac{e}{r'} = \frac{e}{r'} \left(\sqrt{1 + \frac{r'}{r}} + 1 \right).$$

Cette intensité, exprimée au moyen de la f. é. m. $E = e + rI$, se présente sous la forme très simple

$$I = \frac{E}{\sqrt{r(r+r')}} \quad \text{ou} \quad I = \frac{E}{\sqrt{pr}}.$$

identique à celle du numéro 6.

L'expression du rendement maximum correspondant se ramène, comme dans le cas précédent (6), à

$$\eta = \left(\sqrt{1 + \frac{r}{r'}} - \sqrt{\frac{r}{r'}} \right)^2 \quad \text{ou} \quad \eta = \left(\sqrt{\frac{p}{r'}} - \sqrt{\frac{r}{r'}} \right)^2.$$

Dans le cas actuel, une expression équivalente très simple est

$$\eta = \frac{e}{e + 2rI}.$$

II. — Puissance utilisable sous forme mécanique (ou chimique).

A. — LA F. É. M. E RESTE CONSTANTE.

10. La puissance extérieure disponible se décompose alors en deux parties, l'aire 3 représentant la puissance apparue dans tout le circuit extérieur sous forme de chaleur de Joule, l'aire 4 représentant la puissance développée sous forme mécanique (ou chimique) (1).

(1) Si le moteur était lui-même en dérivation, l'aire 3 devrait représenter seulement la puissance calorifique apparue à l'extérieur du moteur. KJ représenterait la d. d. p. aux bornes du moteur, et on devrait effectuer de même le partage de l'aire 4 entre les deux circuits du moteur. D'ailleurs on reviendra plus loin sur le cas des moteurs en dérivation.

Les différents segments verticaux représentent encore les différents termes de la loi de Ohm, et les lois de Kirchoff se lisent immédiatement sur CD, par exemple; le mode de segmentation de CD traduit immédiatement les relations

$$E = rI + Ri + E', \quad Ri + E' = r'i'.$$

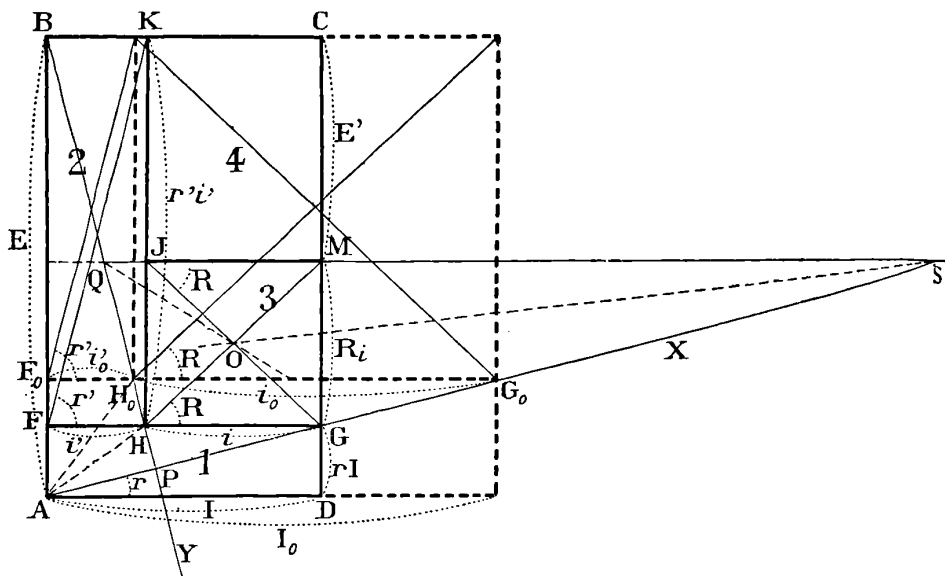


FIG. 6.

Pour effectuer la construction du diagramme, il suffit de savoir déterminer la position de l'un des deux points H ou G. Le problème revient ainsi à inscrire dans le triangle fixe QPS déterminé par la valeur connue de la f. c. é. m. E' un rectangle JHGM tel que ses diagonales HM et JG fassent avec les bases un angle dont la tangente soit égale à la résistance extérieure R. Les directions de ces diagonales sont donc connues, et la rencontre de ces diagonales est le point de croisement des deux diamètres conjugués correspondants QO et SO. Par la connaissance du point O, les diagonales elles-mêmes sont déterminées et par suite le rectangle **3** ainsi que le diagramme tout entier⁽¹⁾.

(1) Ce graphique est susceptible de mettre en évidence, aussi aisément que le

11. *Maximum de la puissance disponible sous forme mécanique (ou chimique).* — La puissance obtenue varie naturellement avec la valeur attribuée à E' . Le calcul montre que la puissance représentée par l'aire 4 passe encore par un maximum, lequel a lieu pour

$$E' = \frac{E}{2} \frac{r'}{r + r'},$$

la valeur correspondante de i étant

$$i = \frac{E}{2} \frac{r'}{R(r + r') + rr'}.$$

On a alors

$$I = \frac{E}{2} \frac{rr' + (r + r')(2R + r')}{(r + r')[R(r + r') + rr']}.$$

De là, il vient, pour l'expression du maximum de puissance sous la forme mécanique ou chimique,

$$E'i_{\max} = \frac{E^2}{4} \frac{r'^2}{(r + r')[R(r + r') + rr]},$$

et pour l'expression du rendement correspondant,

$$\eta = \frac{E'i}{EI} = \frac{1}{2} \frac{r'^2}{(r + r')(2R + r') + rr'}.$$

On constate que, comme dans le cas d'un circuit unique, le maximum a lieu pour une valeur de E' précisément égale à celle de e relative au maximum de puissance extérieure disponible (5). La construction graphique est donc la même.

12. *Rendement maximum.* — Le rendement part de zéro pour $i = 0$ et $I = \frac{E}{r + r'}$, puis il croît en présentant toujours un maximum.

ferait le graphique relatif à un circuit unique, la chute d'intensité au moment du démarrage d'un moteur.

Il suffit en effet d'établir comment se place le graphique correspondant au cas de $E' = 0$. Si on appelle i_0, i'_0, I_0 les intensités relatives au moteur immobilisé, la position du point H_0 se trouve déterminée par la condition $\frac{i'_0}{i_0} = \frac{R}{r'}$, tandis que, pour $E' \neq 0$, on a nécessairement $r'i' > Ri$, c'est-à-dire $\frac{i'}{i} > \frac{R}{r'}$. Par suite, sur la droite BY , le point H se trouve plus éloigné de B que H_0 , et l'intensité correspondante $I = FG$ est nécessairement plus faible que $I_0 = F_0G_0$.

Si on pose, pour simplifier, $r + r' = p$, $R + r' = q$, le rendement maximum a lieu pour

$$E' = E \frac{pq - \sqrt{pq(pq - r'^2)}}{pr'} \quad \text{et} \quad I = \frac{qE}{\sqrt{pq(pq - r'^2)}} \quad (1).$$

L'expression même du rendement maximum se ramène, après réductions, à

$$\eta = \frac{2}{r'^2} [pq - \sqrt{pq(pq - r'^2)}] - 1 \quad \text{ou} \quad \eta = \frac{(\sqrt{pq} - \sqrt{pq - r'^2})^2}{r'^2} \quad (2).$$

B. — LA D. D. P. AUX BORNES e EST MAINTENUE CONSTANTE.

13. La construction du diagramme est immédiate; immédiate aussi apparaît la chute d'intensité par suite du développement d'une f. c. é. m. E' . (La résistance du circuit extérieur est toujours désignée par R .)

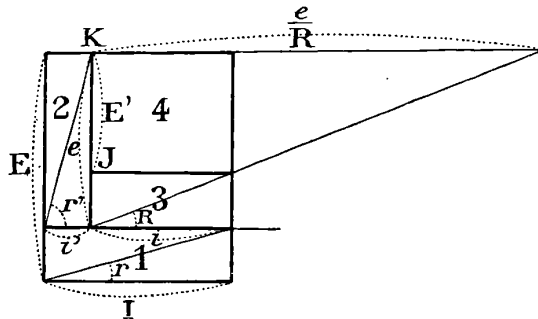


FIG. 7.

Dans ce cas, i' est une constante, la puissance ei' (aire 2) dépensée dans l'excitation dérivée est constante, quelle que soit l'intensité i débitée.

14. *Maximum de puissance mécanique disponible.* — La puis-

(1) On sait d'ailleurs que

$$pq - r'^2 = pR + rr'.$$

(2) Si, dans les expressions des numéros 11 et 12, on fait $R = 0$, de manière que E' se confonde avec e , on retrouve bien les expressions antérieures des numéros 5 et 6.

sance $E'i$, représentée par l'aire 4 est visiblement maxima par

$$E' = \frac{e}{2} \quad \text{et} \quad i = \frac{e}{2R}, \quad \text{c'est-à-dire} \quad I = \frac{e}{2} \frac{2R + r'}{Rr'} \quad (1).$$

On utilise alors, sous forme mécanique, la moitié de la puissance extérieure.

L'expression de la f. é. m. correspondante étant

$$E = e \frac{2R(r + r') + rr'}{2Rr'},$$

on a

$$E' = E \frac{Rr'}{2R(r + r') + rr'}, \quad i = E \frac{r'}{2R(r + r') + rr'};$$

d'où

$$E'i_{\max} = \frac{e^2}{4R} = E^2 \frac{Rr'^2}{[2R(r + r') + rr']^2}.$$

Comme on a d'autre part

$$I = E \frac{2R + r'}{2R(r + r') + rr'},$$

l'expression du rendement correspondant devient

$$\eta = \frac{Rr'^2}{(2R + r') [2R(r + r') + rr']}.$$

Il importe de remarquer que toutes ces expressions sont nettement distinctes des expressions correspondantes du numéro 11; elles ne sont donc pas susceptibles de se ramener à une forme commune.

15. *Rendement maximum.* — Le rendement part de zéro pour $i = 0$, qui correspond à $E' = e$, et croît en présentant un maximum qui est atteint avant l'intensité $i = \frac{e}{2R}$, c'est-à-dire pour une valeur de E' toujours supérieure à $\frac{e}{2}$.

Si on pose toujours $r + r' = p$ et $R + r' = q$, l'intensité i qui cor-

(1) Si on suppose $R = 0$, on revient au cas de la puissance extérieure totale disponible (numéro 8). Effectivement $i = \frac{e}{2R}$ et $E'i_{\max} = \frac{e^2}{4R}$ croissent sans limite quand R tend vers zéro.

respond au rendement maximum est

$$i = \frac{e}{r'} \frac{pR + \sqrt{pq(pq - r'^2)}}{pR + qr}$$

Cette expression conduit, après une série de réductions, à des expressions de l'intensité totale I et du rendement maximum :

$$I = \frac{qE}{\sqrt{pq(pq - r'^2)}}, \quad \eta = \frac{(\sqrt{pq} - \sqrt{pq - r'^2})^2}{r'^2},$$

qui sont identiques à celles du numéro 12 (1).

III. — Puissance disponible à l'extrémité d'une ligne donnée.

16. Cette étude revient immédiatement à la précédente (II). Il suffit que R représente la résistance de la ligne, et E' le voltage e' à l'extrémité de la ligne.

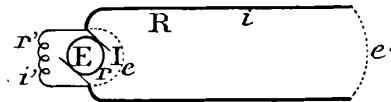


FIG. 8.

Les deux cas A et B, dans lesquels on suppose constante ou la f. é. m. E , ou la d. d. p. aux bornes e se traduisent par les mêmes diagrammes (fig. 6 et 7), dans lesquels l'air 3 représente maintenant la puissance perdue dans la ligne et l'aire 4 la puissance disponible à l'extrémité de la ligne.

Le maximum de puissance et le rendement maximum sont encore donnés par les mêmes expressions (nos 11 et 12, 14 et 15).

C. — LA D. D. P. E A L'EXTRÉMITÉ DE LA LIGNE EST MAINTENUE CONSTANTE.

17. Ce cas, étant celui des dynamos hypercompounds, est le plus important en pratique (2).

(1) Le cas de $R = 0$, qui donne $q = r'$, ramène naturellement aux expressions correspondantes du numéro 9.

(2) Ce cas est en même temps celui de la dynamo compound en courte dérivation, avec d. d. p. constante aux bornes; la résistance de l'inducteur-série joue alors le rôle de la résistance de la ligne.

Le diagramme reste encore le même que dans les *fig. 6 et 7.*

Connaissant e' et les diverses résistances, la construction du diagramme, pour une intensité donnée, est immédiate.

18. *Puissance disponible.* — Elle croît sans limite avec le débit i .

19. *Rendement maximum.* — Le calcul montre que le maximum du rendement $\eta = \frac{e'i}{EI}$ a lieu pour

$$i = \frac{e' \sqrt{p}}{\sqrt{q}(pq - r^2)} = \frac{pe'}{\sqrt{pq}(pq - r^2)}$$

Les expressions de l'intensité I correspondante et du rendement maximum se ramènent encore à la même forme

$$I = \frac{qE}{\sqrt{pq}(pq - r^2)}, \quad \eta = \frac{(\sqrt{pq} - \sqrt{pq - r^2})^2}{r^2}$$

RÉCÉPTRICE AVEC DÉRIVATION.

Il suffira, comme on va le voir, de traiter directement un seul cas.

Nous adoptons de préférence le cas essentiellement pratique où le voltage aux bornes e' est maintenu constant (c'est d'ailleurs le seul pour lequel l'existence d'un maximum de rendement ait été établie jusqu'ici).

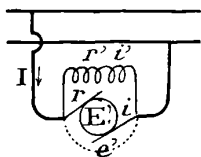


FIG. 9.

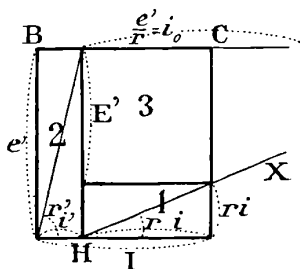


FIG. 10.

20. La d. d. p. aux bornes e' étant constante, le tracé du diagramme, pour une f. c. é. m. donnée E' du moteur, est immédiat. On y lit di-

rectement les équations

$$e' = ri + E' = r'i'. \\ I = i + i'.$$

Le graphique fait ressortir immédiatement l'invariabilité de la dépense d'excitation (aire 2), l'intensité i' demeurant constante (1).

Ce diagramme convient aussi bien à un simple moteur en dérivation et à un moteur compound en longue dérivation : il suffit que dans ce dernier cas, r représente la résistance de l'ensemble de l'induit et de l'inducteur-série.

21. *Maximum de la puissance mécanique disponible.* — La puissance $E'i$ représentée par l'aire 3 est évidemment maxima quand

$$E' = \frac{e'}{2} \quad \text{et} \quad i = \frac{e'}{2r} = \frac{i_0}{2},$$

c'est-à-dire

$$I = i + i' = \frac{e'}{2} \frac{2r + r'}{rr'};$$

i_0 désigne l'intensité dans l'induit quand le moteur est immobilisé.

De là

$$E'i_{\max} = \frac{e'^2}{4r}.$$

On voit immédiatement, par suite de la présence de l'aire 2, que le rendement est inférieur à $\frac{1}{2}$. Il a pour expression (2)

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{r'}{2r + r'}.$$

22. *Rendement maximum.* — Le rendement électrique, qui part évidemment de zéro pour $i = 0$, et ne peut jamais atteindre l'unité à cause de l'aire 2, passe par un maximum pour la valeur (3)

$$i = \frac{e'}{r} \left[\sqrt{\frac{r'}{r} \left(1 + \frac{r}{r'} \right)} - \frac{r}{r'} \right].$$

(1) Le graphique met encore en évidence la chute d'intensité au démarrage, car dans le cas du moteur immobilisé ($E' = 0$), le sommet C du diagramme se trouverait reporté à la rencontre de BC avec HX.

(2) (3) LEBLOND, *Moteurs électriques*, 1905, p. 72 et 73.

Comme $\frac{e'}{r} = i_0$, et que, d'autre part, $\frac{e'}{r'} = i'$, cette relation conduit à

$$I = i + i' = \sqrt{i'(i_0 + i')}.$$

L'intensité I peut donc se construire simplement par une moyenne proportionnelle.

On peut d'ailleurs remarquer que le problème actuel n'est qu'un cas particulier de problèmes antérieurs.

Le cas d'un moteur en dérivation, ou d'un moteur compound en longue dérivation, alimenté sous d. d. p. constante aux bornes, revient en effet à celui d'une génératrice en dérivation actionnant un moteur-série. Il suffit de supposer la résistance intérieure de la branche génératrice nulle, la résistance totale du circuit extérieur (moteur compris) égale à r ⁽¹⁾, et la f. é. m. constante de la génératrice égale à e' .

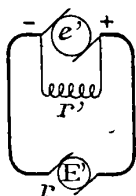


FIG. 11.

On peut constater en effet que, dans ces conditions, les diagrammes des fig. 6 et 7, et les formules relatives aussi bien aux deux cas, ou f. é. m. constante (nos 11 et 12), ou d. d. p. aux bornes constante (nos 14 et 15), se réduisent bien au diagramme (fig. 10) et aux expressions précédentes.

Elles conduisent en outre aux expressions de la f. c. é. m. correspondante E' et du rendement maximum, sachant qu'ici on a

$$p = r', \quad q = r + r', \quad \text{d'où} \quad pq - r^2 = rr'.$$

On obtient ainsi

$$E' = e' \frac{r + r' - \sqrt{r(r + r')}}{r'}$$

(1) Dans le moteur compound, r représente la somme des résistances r_1 de l'induit et r_2 de l'inducteur-série.

et

$$\eta = 1 - \frac{2}{r'} [\sqrt{r(r+r')} - r] \quad \text{ou} \quad \eta = \frac{[\sqrt{r'(r+r')} - \sqrt{rr'}]^2}{r'^2}$$

Une expression équivalente très simple est

$$\eta = \frac{2E'}{e'} - 1.$$

D'autre part, l'expression obtenue plus haut pour I pouvant s'écrire

$$I = e' \sqrt{\frac{r+r'}{rr'^2}} \quad \text{ou} \quad I = \frac{e'(r+r')}{\sqrt{r'(r+r')} \times rr'}$$

rentre immédiatement dans le type général

$$I = \frac{Eq}{\sqrt{pq(pq - r'^2)}}$$

23. On verrait de même que le cas d'un moteur compound en courte dérivation revient encore à celui d'une génératrice en dérivation, def. é. m. constante e' , actionnant un moteur-série. Cette fois la résistance de la branche génératrice est r_2 , la résistance totale du circuit extérieur (moteur compris) est r_1 .

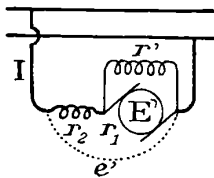


FIG. 12.

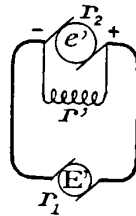


FIG. 13.

Par suite, le diagramme et les formules relatives à ce type de moteur sont les mêmes encore qu'aux numéros 10, 11, 12, à la condition que r et R représentent r_2 et r_1 .

EXPRESSION DES LOIS DU MAXIMUM DE PUISSANCE
ET DU RENDEMENT MAXIMUM.

24. En résumé, pour tout générateur ou récepteur comportant une branche dérivée (ce qui est le cas de toutes les dynamos usuelles), les deux lois générales du maximum de puissance et du rendement électrique maximum se présentent sous une forme simple.

Loi du maximum de puissance disponible.

Tous les cas examinés se classent en deux groupes correspondant à deux types d'expressions distinctes.

1° Pour un *générateur de f. é. m. constante E*, les conditions du maximum de la puissance disponible à l'extrémité d'une ligne de résistance donnée R, ou du maximum de la puissance utilisée sous la seule forme chimique ou mécanique (moteur-série), la résistance de l'ensemble du circuit extérieur étant R, sont données par les expressions communes des numéros 11 et 16, sachant que e' représente soit la d. d. p. à l'extrémité de la ligne, soit la f. c. é. m. du moteur :

$$e' = \frac{E}{2} \frac{r'}{r + r'}, \quad i = \frac{E}{2} \frac{r'}{R(r + r') + rr'},$$

$$I = \frac{E}{2} \frac{rr' + (r + r')(2R + r')}{(r + r')[R(r + r') + rr']}.$$

D'où

$$e' i_{\max} = \frac{E^2}{4} \frac{r'^2}{(r + r')[R(r + r') + rr']},$$

et

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{r'^2}{(r + r')(2R + r') + rr'}.$$

La résistance intérieure r a été suffisamment précisée tant pour les dynamos en dérivation que compounds ; r' représente toujours la résistance de la branche dérivée.

Ces mêmes expressions comprennent naturellement, comme cas particulier, le maximum de puissance extérieure disponible (n° 5) ; il suffit d'y faire $R = 0$.

2° Pour un *générateur dont l'élément constant est la d. d. p. aux bornes e*, il ne peut naturellement exister de maximum fini que lors-

qu'on envisage le partage de la puissance ei en deux termes variables.

Ce maximum n'existe donc que s'il s'agit de la puissance disponible à l'extrémité d'une ligne, ou encore de la puissance utilisée sous la seule forme chimique ou mécanique (moteur-série). Les conditions du maximum sont alors (nos 14 et 16)

$$e' = \frac{e}{2}, \quad i = \frac{e}{2R}, \quad I = \frac{e}{2} \frac{2R + r'}{Rr'}, \quad e' i_{\max} = \frac{e^2}{4R}.$$

$$\eta = \frac{Rr'^2}{(2R + r') [2R(r + r') + rr']}$$

En outre, ces deux groupes de formules traduisent également les conditions de puissance maxima relatives aux *moteurs en dérivation*.

Les deux types conviennent l'un et l'autre également bien, comme on l'a vu (n° 22), pour un moteur en simple dérivation, ou compound en longue dérivation, alimenté sous d. d. p. constante. On a alors $r = 0$, de sorte que la d. d. p. aux bornes du moteur est indifféremment représentée par E ou e . D'autre part, R prend une signification inverse, et représente alors une résistance intérieure, celle de la branche de l'induit comprise entre les deux extrémités de l'excitation dérivée. R doit donc être remplacé par r , c'est-à-dire $r_1 + r_2$ dans le cas du moteur compound.

Par contre, le cas du moteur compound en courte dérivation se rattache uniquement au premier groupe de formules, puisque, cette fois (n° 23), la résistance r doit être considérée, non plus comme nulle, mais comme égale à r_2 (fig. 12 et 13). Quant à R , il conserve la même signification que pour les moteurs précédents, et doit par suite être remplacé actuellement par r_1 .

Loi du rendement maximum.

Cette loi se présente sous une forme particulièrement simple. Elle se traduit par une expression générale *unique*, qui comprend tous les cas possibles de rendement.

Quand on pose

$$r + r' = p, \quad R + r' = q,$$

r' étant invariablement la résistance de la branche dérivée, le ren-

dement maximum est toujours exprimé par

$$\eta = \frac{(\sqrt{pq} - \sqrt{pq - r'^2})^2}{r'^2}.$$

Et l'intensité totale correspondante est

$$I = \frac{qE}{\sqrt{pq}(pq - r'^2)}.$$

En effet, si d'abord il s'agit d'un *générateur*, on a vu que ces expressions demeurent invariablement les mêmes, comme il était à prévoir, quel que soit l'élément (f. é. m. E, d. d. p. aux bornes, ou d. d. p. à l'extrémité d'une ligne donnée) auquel une valeur constante est assignée.

Les deux expressions précédentes donnent immédiatement les éléments du rendement maximum, soit à l'égard de la puissance utilisée sous la seule forme chimique ou mécanique (moteur-série) (n^{os} 12 et 15), soit en ce qui concerne la puissance disponible à l'extrémité d'une ligne (n^{os} 16 et 19).

Lorsqu'il s'agit de l'ensemble de la puissance extérieure disponible, il suffit de faire $R = 0$, c'est-à-dire $q = r'$, pour retrouver les expressions plus simples (n^{os} 6 et 9)

$$\eta = \left(\sqrt{\frac{p}{r'}} - \sqrt{\frac{r}{r'}} \right)^2, \quad I = \frac{E}{\sqrt{pr}}.$$

Enfin ces mêmes formules expriment également les conditions de rendement maximum relatives à *tout moteur de dérivation*.

On a vu (n^{os} 22 et 23) qu'il suffit d'attribuer aux deux résistances r et R exactement la même interprétation que pour la loi précédente. On prend donc $r = r_2$ pour le moteur compound en courte dérivation, et $r = 0$ pour les deux autres types. De même R représente encore une résistance intérieure, celle de la branche de l'induit comprise entre les deux extrémités de l'excitation dérivée. On a

$$R = r \quad \text{ou} \quad R = r = r_1 + r_2 \quad \text{ou} \quad R = r_1,$$

pour les moteurs, soit en simple dérivation, soit en longue ou en courte dérivation. Quant à E , c'est toujours alors la d. d. p. constante aux bornes.

Cette loi met en évidence le rôle capital d'une dérivation.

La présence d'une branche dérivée détermine une transposition des conditions du maximum.

Le rendement maximum n'est plus du tout, comme dans le cas d'une génératrice ou d'un moteur simples, un rendement limite dont on ne peut s'approcher qu'en recourant à des débits de plus en plus faibles.

Tout au contraire, le rendement est nul quand l'intensité débitée ou absorbée est la plus faible possible. Et c'est toujours pour une intensité finie et calculable que le rendement est maximum et atteint la valeur indiquée.

Telle est la raison pour laquelle il est si aisé d'obtenir industriellement de bons rendements. La loi n'est plus du tout celle de Siemens. Un rendement élevé ne suppose plus un travail lent.

D'ailleurs, avec les données numériques usuelles des dynamos, ce maximum est loin d'avoir lieu pour de faibles intensités; en outre il est très peu accusé, de sorte que, dans de très larges limites, le rendement variant peu, les expressions précédentes donnent immédiatement les valeurs approchées des rendements industriellement réalisés.

**SUR UN DISPOSITIF SIMPLE POUVANT SERVIR
A LA MESURE DE L'INTENSITÉ D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE (1);**

Par M. C. CHÉNEVEAU.

On sait d'après Quincke, que lorsqu'un liquide est placé dans un tube en U, dont l'une des branches est disposée dans un champ magnétique de telle manière que le niveau du liquide soit en un point du champ, il se produit une dénivellation du liquide, positive ou négative, suivant que le liquide considéré est paramagnétique ou diamagnétique.

Si nous supposons le champ constant et égal à H , au niveau du liquide de perméabilité μ et de densité ρ , si nous admettons que le champ agissant sur l'autre niveau est négligeable par rapport au

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 15 avril 1910.

champ constant et que le milieu en contact avec le liquide a une perméabilité μ_0 et une densité ρ_0 , on peut écrire que la différence des pressions exercées par le champ sur les deux milieux est égale à la différence des pressions hydrostatiques ; ce qui conduit à l'équation :

$$(1) \quad (\mu - \mu_0) H^2 = \pm 8\pi\delta (\rho - \rho_0) g,$$

δ étant la dénivellation du liquide dans un sens ou dans l'autre ; $g = 981 \frac{\text{cm}}{(\text{sec})^2}$; or, dans le cas où le milieu qui est en contact avec le liquide est l'air, sa densité ρ_0 par rapport à l'eau est négligeable vis-à-vis de celle du liquide ; d'autre part, si κ et κ_0 sont les susceptibilités magnétiques des deux milieux, on a :

$$\begin{aligned} \mu &= 1 + 4\pi\kappa, \\ \mu_0 &= 1 + 4\pi\kappa_0. \end{aligned}$$

Donc :

$$\mu - \mu_0 = 4\pi (\kappa - \kappa_0),$$

et, par conséquent :

$$(2) \quad (\kappa - \kappa_0) H^2 = \pm 2\delta\rho g.$$

D'une façon générale, si le tube en U est constitué par un vase à grosse section S, soudé à un tube de section plus faible s, placé dans le champ, la dénivellation δ est donnée en fonction de la hauteur h observée par la relation :

$$\delta = h \left(1 + \frac{s}{S} \right).$$

Si le rapport $\frac{s}{S}$ est négligeable, $\delta = h$.

Si les sections sont égales ($s = S$), $\delta = 2h$.

De sorte que, dans ces deux cas particuliers, on peut déduire de l'équation (2) :

$$(3) \quad h = \pm \frac{H^2 (\kappa - \kappa_0)}{2\rho g},$$

ou :

$$(4) \quad h = \pm \frac{H^2 (\kappa - \kappa_0)}{4\rho g}.$$

Supposons, par exemple

$$H = 1\,000 \text{ gauss}, \quad \kappa = 40 \cdot 10^{-6}, \quad \kappa_0 = 0,03 \cdot 10^{-6}, \quad \rho = 1,36;$$

l'équation (3), qui est évidemment la meilleure à utiliser, donne :

$$h = \frac{39,97}{2\,668,32} = 0^{\text{cm}},014.$$

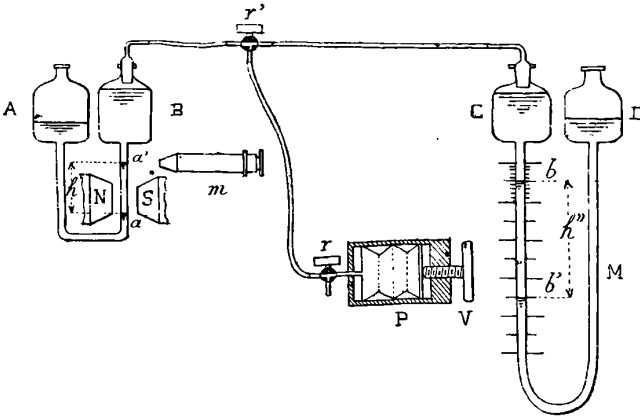


FIG. 1.

Le déplacement à mesurer est donc très faible et demande l'emploi d'un microscope à grossissement assez notable. On ne peut donc songer à utiliser cette méthode pour la mesure de champs faibles⁽¹⁾.

Un premier moyen de gagner en sensibilité est le suivant :

Disposons dans le tube en U formé par deux gros réservoirs A et C reliés par un tube plus fin T (fig. 1) deux liquides de densité ρ et ρ_1 très voisines et telles qu'ils puissent se disposer facilement l'un au-dessus de l'autre dans le tube T en formant un ménisque a . Le liquide inférieur est paramagnétique, de susceptibilité x , le liquide supérieur est diamagnétique et a comme susceptibilité x_1 . Plaçons le niveau de séparation des liquides a dans le champ ; soit h' la dénivellation ; on devrait avoir d'après l'équation générale (1) :

$$(5) \quad H^2 (x + x_1) = 2h' (\rho - \rho_1) g,$$

c'est-à-dire :

$$h' = \frac{H^2 (x + x_1)}{2 (\rho - \rho_1) g} \quad (2).$$

(1) Elle se prête mieux à la mesure de champs intenses. D'ailleurs, en opérant dans des champs suffisamment puissants (10 000 gauss), on a pu déterminer les susceptibilités magnétiques des liquides ; cette méthode est encore peu sensible, si on la compare à celle de la balance magnétique.

(2) Ce système agit donc non seulement comme renforteur de l'effet du champ magnétique, mais aussi comme manomètre différentiel. Il faut donc que

Des équations (4) et (5) on devrait déduire le rapport :

$$(6) \quad \frac{h'}{h} = \frac{2\rho}{\rho - \rho_1} \frac{x + x_1}{x - x_0}$$

pour des champs égaux.

Or l'expérience montre que le rapport calculé par la formule (6) n'est pas toujours égal au rapport observé.

Par exemple, avec les liquides suivants :

Solution de SO^4Mn à 30 0/0 environ : $x = 40 \cdot 10^{-6}$, $\rho = 1,36$;
 Phénol saturé d'eau et de SO^4Mn : $x_1 = -0,75 \cdot 10^{-6}$, $\rho_1 = 1,07$.

On a obtenu dans un champ de 2 800 unités environ :

$$h = 0^{\text{cm}},06, \quad h' = 0^{\text{cm}},50 \text{ à } 0^{\text{cm}},55,$$

$$\frac{h'}{h} = 8,3 \text{ à } 9,1.$$

Le rapport calculé est 9,5.

Avec des liquides de densités plus approchées, tels que la solution de sulfate de manganèse précédente et un mélange de C^6H^6 et de CCl^4 (1), on a :

$$\rho - \rho_1 = 0,023, \quad x_1 = -0,8 \cdot 10^{-6},$$

et on a trouvé expérimentalement, dans des champs variant entre 2 800 et 3 600 gauss :

$h = 0^{\text{cm}},092$	$h' = 1^{\text{cm}},65$	$\frac{h'}{h} = 18$
$0^{\text{cm}},1$	$1^{\text{cm}},8$	18
$0^{\text{cm}},06$	$1^{\text{cm}},05$	17,5

Le rapport calculé est 120.

Je pense qu'on peut expliquer cette anomalie de la façon suivante :

D'après leur constitution, les liquides ont des viscosités différentes et ne mouillent pas le verre de la même façon. Si le niveau monte dans le tube, la viscosité du liquide magnétique intervient comme elle intervient d'ailleurs quand le liquide est employé seul ; lorsque le niveau descend, le liquide le plus visqueux peut rester le long

le rapport des sections du tube T et des réservoirs A et B soit négligeable ; dans l'expérience, il était de $\frac{1}{1000}$. Diamètre de A et B, $3^{\text{cm}},5$ environ ; de T, $0^{\text{cm}},10$ à $0^{\text{cm}},12$.

(1) On aurait intérêt à prendre le liquide le plus magnétique, c'est-à-dire une solution très concentrée de Fe^2Cl^6 ; malheureusement l'emploi de ce corps augmente encore l'effet de viscosité dont il est question par la suite.

L'intérêt du mélange benzénique est son insolubilité dans la solution de sulfate de manganèse ; il ne se colore pas par la fuchsine, alors que la solution peut se colorer.

de la paroi, de sorte que le liquide le moins visqueux ne descend pas en réalité dans le tube de verre, mais dans un tube formé par la gaine de liquide visqueux adhérent à la paroi ; le frottement est donc assez grand pour que le niveau ne revienne pas à son point de départ. Lorsque le niveau remonte, le liquide le moins visqueux doit se déplacer dans la gaine formée par le liquide visqueux et le frottement qui en résulte explique également une ascension moins forte que celle prévue par le calcul.

Si cette explication est suffisamment exacte, on doit observer une dénivellation plus grande au début, lorsque les tubes viennent d'être remplis et le phénomène doit se régulariser au bout de plusieurs ascensions et dépressions ; l'effet de ce phénomène changera d'ailleurs, avec la nature des liquides et sera moins important avec des liquides de densités moins voisines et pouvant se dissoudre un peu mutuellement l'un dans l'autre.

L'expérience confirme tous ces points (1). Il résulte, en tous cas, de l'expérience que la dénivellation h' peut être *dix-huit fois plus grande* que celle observée dans un tube en U à section unique et rempli d'un seul liquide. Cet effet est donc très visible sans le secours d'aucun dispositif optique et peut être aisément montré, par exemple dans un cours, avec des champs peu intenses.

Si l'on veut déterminer l'intensité d'un champ magnétique à l'aide de ce dispositif simple, on ne peut donc se baser pour calculer le champ H que sur une expérience donnant le rapport $\frac{h'}{h}$, h' étant la dénivellation réellement observée ; mesurant h' avec un microscope à oculaire micrométrique m (fig. 1), on en déduit h et le champ H par l'une des formules (3) ou (4). On peut encore graduer l'appareil par comparaison (2). Cependant, dans des champs non uniformes, cette

(1) On pourrait évidemment prendre des tubes plus larges, mais on aurait alors un appareil encombrant, moins sensible, et on ne mesurerait plus le champ en une région de très petite étendue.

(2) Pour donner une idée de l'emploi de cette méthode, si l'on place le niveau a à une distance de 5 centimètres du centre d'un champ de 3.500 unités environ, on a une dénivellation, mesurée à l'aide du microscope, $h' = 0^{\text{cm}},01$.

Donc :

$$h = \frac{0,01}{18} = 0^{\text{cm}},00055$$

et

$$H^2 = \frac{4 \times 1,36 \times 0,00035 \times 381}{39,97 \cdot 10^{-6}} = 7,3 \cdot 10^4.$$

$H = 270$ gauss (250 au fluxmètre Grassot).

Le microscope ayant une graduation de 5 millimètres, on peut mesurer les

méthode n'est employable que pour de faibles valeurs du champ, c'est-à-dire pour des petites dénivellations, l'intensité n'étant pas la même au niveau initial a et au niveau final a' .

Pour cette raison, et par ce fait qu'on est souvent limité par les dimensions du champ, il y a donc lieu de réaliser une autre disposition donnant plus de certitude et de sensibilité.

Imaginons que le tube B de l'appareil précédent puisse être mis en communication avec un dispositif P permettant d'exercer une légère pression à la surface du liquide du réservoir B et un manomètre différentiel M permettant de la mesurer (fig. 1). La pression ϖ exercée par le champ H au point a est :

$$(7) \quad \varpi = \frac{H^2}{2} (x + x_1).$$

Lorsque le niveau monte de a en a' , on comprimera légèrement l'air pour exercer une pression, en sens contraire de celle due au champ, qui ramène le liquide au point de départ a , ce que l'on constate par exemple à l'aide du microscope m . Le niveau de séparation des deux liquides dans le manomètre différentiel passera de b en b' ; soit h'' la dénivellation observée lorsqu'il y aura équilibre. La pression appliquée sera :

$$(8) \quad \varpi = h'' (\rho_2 - \rho_3) g,$$

si ρ_2 et ρ_3 sont les densités des liquides du manomètre.

Égalant les équations (7) et (8), on en tire :

$$(9) \quad H^2 = \frac{2h'' (\rho_2 - \rho_3) g}{x + x_1}.$$

Par exemple, avec un manomètre eau-phénol :

$$\rho_2 - \rho_3 = 0,07, \quad h'' = 3^{\text{cm}},6, \quad H^2 = 12,1 \cdot 10^6.$$

Avec un manomètre eau-solution benzénique de tétrachlorure de carbone :

$$\rho_2 - \rho_3 = 0,022, \quad h'' = 10 \text{ centimètres}, \quad H^2 = 12,0 \cdot 10^6.$$

champs jusqu'à 1 000 unités. Au degré de précision de la méthode, il est évident que le remplacement d'une partie de l'air par le verre du tube n'a pas d'influence.

La mesure avec un seul liquide a donné par application de la formule (4) :

$$h = 0,092^{\text{cm}}, \quad \rho = 1,36, \quad H^2 = 12,2 \cdot 10^6.$$

Avec le dernier manomètre on a fait une expérience très soignée pour déterminer le rapport $\frac{h''}{h}$; on a trouvé :

$$h'' = 13 \text{ centimètres}, \quad h = 0^{\text{cm}}, 1, \\ \frac{h''}{h} = 130.$$

Le même rapport calculé, d'après les équations (4) et (9), est :

$$\frac{h''}{h} = \frac{2\rho}{\rho_2 - \rho_3} \frac{x + x_1}{x - x_0}, \\ \frac{h''}{h} = \frac{2,72 \times 1,02}{0,022} = 126.$$

On peut donc multiplier facilement la dénivellation obtenue dans un tube en U à section unique et à un seul liquide par un nombre plus grand que 100 (1).

Dans ce second dispositif, le tube en U à deux liquides placé dans le champ ne sert que de moyen de réglage plus sensible. La méthode est une méthode de réduction à zéro et la pression due au compresseur est bien opposée et égale à la pression totale due au champ, quels qu'en soient les effets partiels (pression hydrostatique et pression pour vaincre le frottement dû à la viscosité). L'emploi d'un manomètre composé de deux liquides peu visqueux, dont les densités diffèrent de deux à trois centièmes, n'est pas trop désavantageux au point de vue pratique, la viscosité n'amortissant pas trop l'appareil qui revient en une demi-minute à sa position d'équilibre après un déplacement de 20 centimètres.

Le dispositif peut être gradué par comparaison ou le champ peut être donné par une formule simple :

$$H = h \sqrt{h''},$$

ou par un graphique.

Comme exemple d'une détermination de ce genre nous donne-

(1) Pour éviter que l'appareil ne soit trop sensible aux variations de température extérieure, il faut que le volume d'air soit le plus faible possible, et pour cela les réservoirs B et C (fig. 4) doivent être complètement remplis.

rons la détermination du champ uniforme au centre des pièces polaires d'un petit électro-aimant.

On avait :

$$\rho_2 - \rho_3 = 0,024, \quad z + z_1 = 40 \cdot 10^{-6}, \quad h'' = 6^{\text{cm}},7,$$

ce qui fait un champ de 2 800 gauss, alors que deux mesures au fluxmètre Grassot avec une bobine de 50 tours de $2^{\text{cm}},3$ de diamètre moyen ont donné 2 770.

Le champ fut mesuré au-dessous du centre, près du bord des pièces polaires, on trouva $h'' = 5^{\text{cm}},6$, soit $H = 2600$ gauss; cette dernière valeur fut retrouvée dans une mesure faite dans un tube en U, avec un seul liquide de densité $\rho = 1,36$, de susceptibilité $\chi = 39,4 \cdot 10^{-6}$ donnant une ascension de $0^{\text{cm}},05$.

En résumé, l'appareil, tel qu'il est réalisé, permet de mesurer des champs compris entre quelques centaines et quelques milliers de gauss, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur des champs magnétiques qui sont le plus souvent utilisés dans les électro-aimants de laboratoire lorsqu'on agit sur un champ assez étendu, avec une précision de ± 2 0/0 environ pour des champs de l'ordre de 2000 unités. La dénivellation du manomètre dépendant du carré de l'intensité du champ l'emploi de l'appareil est encore indiqué *dans le cas de champs alternatifs*.

Enfin l'appareil réalise la mesure *statique* d'un champ *en une région très limitée* de ce champ.

THE PHYSICAL REVIEW;

T. XXVIII et XXIX; 1909.

H. GOODWIN et H. KALMUS. — On the latent heat of fusion and the specific heat of salts in the solid and liquid state (Chaleur de fusion et chaleur spécifique des sels à l'état solide et à l'état liquide). — P. 1-24.

Les sels suivants ont été étudiés : KNO_3 , NaNO_3 , LiNO_3 , AgNO_3 , AgCl , TiCl , PbCl_2 , AgBr , TlBr , PbBr_2 , $\text{K}^2\text{Cr}_2\text{O}_7$, NaClO_3 . On a déterminé les chaleurs spécifiques au-dessous et au-dessus du point de fusion. La loi de Kopp (généralisation de celle de Dulong et Petit) s'applique à toutes ces substances. La chaleur spécifique est toujours un peu plus grande à l'état liquide qu'à l'état solide. Enfin, l'étude

de l'abaissement du point de fusion des mélanges salins a montré que les sels, au voisinage du point de fusion, étaient toujours fortement dissociés.

P. HODGE. — An experimental study of photo-active cells with fluorescent electrolytes (Éléments photo-électriques à liquide fluorescent). — P. 25-44.

L'auteur a repris, en les modifiant, les expériences de Regner, Nicholls et Merritt, Camichael sur la conductibilité des solutions d'éosine exposées à la lumière ; il conclut que la lumière n'affecte la conductibilité du liquide que dans la couche très mince qui avoisine les électrodes.

F. ALLEN. — Some phenomena of the persistence of vision (Expériences sur la persistance des impressions visuelles). — P. 45-56.

D'après les expériences décrites, les couleurs fondamentales seraient le rouge, le vert et le violet.

F. MOLBY. — The rotatory power of quartz at the temperature of liquid air (Pouvoir rotatoire du quartz à la température de l'air liquide). — P. 57-63.

Le pouvoir rotatoire $\rho = 21^{\circ},196$ à -190° et $21^{\circ},693$ à $+20^{\circ},8$.

L.-R. INGERSOLL. — Magnetic rotation in iron catodes films (Pouvoir rotatoire magnétique du fer ionoplastique). — P. 68-69.

La rotation est mesurée par une méthode bolométrique entre $\lambda = 0,6 \mu$ et $\lambda = 2,5 \mu$; il y aurait un maximum pour $\lambda = 1,5 \mu$. Une étude semblable est faite pour la lumière réfléchie sur des lames de fer d'épaisseurs variables.

W.-J. FISHER. — The coefficients of gas viscosity (Coefficients de viscosité des gaz). — P. 73-106.

C'est une étude expérimentale très sérieusement conduite, où l'on trouvera en plus une bibliographie très complète. La méthode employée est celle de l'écoulement des gaz dans un tube capillaire, qu'on peut chauffer dans un four électrique. On trouve pour le coef-

ficient de frottement intérieur η :

Pour l'air à :	22°,6	220°,2	347°,0	504°,2		
$\eta \times 10^4 =$	1,848	2,735	3,008	3,606		
Pour Az ² O à	25°	75°,8	141°,6	224°,4	289°,9	413°,6
$\eta \times 10^4 =$	1,498	1,739	1,970	2,348	2,610	3,073

N.-F. SMITH. — The effect of tension on thermal and electrical conductivity (Influence de la traction sur les conductibilités calorifique et électrique). — P. 107-121.

Les mesures de conductibilité calorifique sont faites par la méthode de Wiedemann et Franz. Une traction modérée diminue la conductibilité électrique et accroît la conductibilité calorifique ; cette seconde modification est, en valeur relative, environ dix fois plus grande que la première .

E.-L. NICHOLLS. — A study of overcast skies (Ciel couvert). — P. 122-131.

Étude spectrophotométrique de la lumière émise par le ciel, dans différents états atmosphériques.

P.-I. WOLD. — Note on the short-circuiting of cadmium cells (Mise en court-circuit des étalons au cadmium). — P. 132-135.

Détermination du temps qu'un élément Weston, mis en court-circuit pendant 15 secondes, 30 secondes, 1, 2, 5 ou 10 minutes, met à recouvrer sa force électromotrice.

T.-H. HAVELOCK. — The dispersion of electric double refraction (Dispersion de double réfraction électrique). — P. 136-139.

Une théorie de l'auteur sur le phénomène de Kerr est comparée avec les résultats expérimentaux de Hagenow.

H. JONES et W. STRONG. — The absorption spectra of various potassium and uranyl salts in solution (Spectre d'absorption de divers sels dissous de potassium et d'uranium). — P. 143-144.

G. LEWIS et C. KRAUS. — A method of determining the electrode potentials of the alkali metals (Différence de potentiel au contact des métaux alcalins). — P. 149.

On mesure la force électromotrice entre le métal et un amalgame

étendu du même métal avec un électrolyte formé d'une solution de sel du métal dans l'éthylamine.

R.-W. WOOD. — Ultra-violet absorption and fluorescence and the complete Balmer series of sodium vapor (Spectres d'absorption et de fluorescence de la vapeur de sodium, et séries complètes de Balmer). — P. 149-150.

G.-W. PIERCE. — Crystal rectifiers for electric currents and electric oscillations (Emploi de certains cristaux comme redresseurs de courants et d'oscillations électriques) — P. 154-187.

Certains cristaux, comme le carborundum, l'anatase (TiO_2), la molybdénite (MoS_2) peuvent servir de récepteurs pour les ondes hertziennes ; ils peuvent aussi jouer le rôle de redresseurs de courant alternatif ; ainsi, avec une tension de 30 volts, on a observé un courant 4 000 fois plus intense dans un sens que dans la direction opposée ; ceci permet de construire des voltmètres pour courant alternatif qui fonctionnent en consommant très peu d'énergie. L'auteur a étudié ces curieux phénomènes ; il a mesuré en même temps les propriétés thermo-électriques des mêmes cristaux ; il ne lui paraît pas que les phénomènes en question peuvent s'expliquer par la production de forces électromotrices thermoélectriques aux points de contact, comme on l'avait d'abord supposé.

F.-A. HARVEY. — Atmospheric radioactivity in California and Colorado and the range of the α -particles from radium B (Radioactivité de l'air et activité des radiations α du radium). — P. 188-216.

L'auteur étudie la radio-activité spontanée de l'air ; d'après la loi de décroissance de cette radio-activité, il l'attribue à des mélanges de radium et de thorium.

R.-T. WELLS. — Telephone receiver impedance (Impédance du récepteur téléphonique). — P. 217-220.

E.-L. LAIRD. — Entladungsstrahlen (Rayons de décharge). — P. 225-228.

Ces rayons ont été découverts en 1895 par Wiedemann et Schmidt, et étudiés en 1897 par Hoffman : On dépose sur un écran en mica un mélange de sulfate de calcium avec 2 0/0 de sulfate de manganèse. Chauffé, ce mélange perd le pouvoir de devenir lumineux quand il est exposé à la lumière, mais il le récupère quand on l'expose à

quelques centimètres des étincelles d'une machine de Wimshurst ; les radiations qui produisent cet effet sont absorbées totalement par le quartz et les métaux, partiellement par l'air et les gaz ; elles ne sont pas déviables par un champ magnétique.

C.-A. SKINNER. — Magnetic double refraction normal to the field in liquids (Double réfraction magnétique normale au champ). — P. 228-229.

Il s'agit du phénomène étudié par Cotton et Mouton. La loi du phénomène est exprimée par la formule :

$$\delta_m = B_m H^2 l,$$

où δ_m est la différence des nombres d'ondes de la vibration perpendiculaire et de la vibration parallèle au champ H, dans une longueur de liquide égale à l centimètre.

Pour le phénomène de Kerr, on a semblablement :

$$\delta_m = B_e E^2 l.$$

L'auteur a mesuré les valeurs de B_m (pour $\lambda = 500$) et du rapport $\frac{B_m}{B_e}$; ce dernier est indépendant de la longueur d'onde λ .

Pour le nitro-benzol.....	$B_m = 34 \times 10^{-13}$	et	$\frac{B_m}{B_e} = 1,06 \times 10^{-7}$
Nitro-toluol.....	21		1,64
Benzol.....	9		176
Sulfure de carbone..	5,3		12,8

B.-J. SPENCE. — Colloidal solutions, and the refractive indices of gold, platinum and silver (Solutions colloïdales et indices de réfraction de l'or, du platine et de l'argent). — P. 233-263.

La propagation de la lumière dans les milieux troubles a donné naissance, depuis le célèbre mémoire de lord Rayleigh, à des travaux nombreux qu'on trouvera analysés dans cet article. La partie expérimentale comprend une étude de l'absorption par les solutions colloïdales, dans le spectre visible et dans l'infra-rouge ; les résultats ne paraissent pas favorables aux formules de lord Rayleigh.

J.-R. ROEBUCK. — On the bursting strength of glass tubing
(Résistance des tubes de verre aux pressions intérieures). — P. 264-276.

A. ZELENY et O. HOVDA. — The temperature coefficients of the moving coil galvanometer (Coefficient de température du galvanomètre à bobine mobile). — P. 277-290.

R.-E. NYSWANDER. — The absorption and reflection of calcite and aragonite for infra-red rays as dependent upon the plane of polarisation (Absorption et réflexion des rayons infra-rouges sur la calcite et l'aragonite, en fonction de l'azimut de polarisation). — P. 291-308.

Les courbes d'absorption et de réflexion présentent des bandes pour 6,6 μ , 11,5 μ et 14,1 μ .

B.-J. SPENCE. — The number of free corpuscles per unit volume of the metals gold, platinum and silver (Nombre de corpuscules libres par cm. cube d'or, de platine et d'argent). — P. 311-312 et p. 337-348.

En développant la théorie de Drude, on trouve pour ce nombre :

Pour l'argent.....	$N = 0,37 \times 10^{23}$
le platine....	$0,82 \times 10^{23}$
l'or.....	$0,33 \times 10^{23}$

J. KUNZ. — On the electron theory of thermal radiation for the small values of λT (Théorie électronique de la radiation calorifique, pour de faibles valeurs de λT). — P. 313-323.

La formule classique de l'énergie rayonnée :

$$W = \frac{C}{\lambda^3} \frac{e^{-\frac{c}{\lambda T}}}{1 - e^{-\frac{c}{\lambda T}}}$$

a été établie par Planck en assimilant le corps noir à un assemblage de résonateurs formés de pôles électriques + et — mobiles suivant une ligne droite.

Une seconde théorie, proposée par H.-A. Lorentz, considère que les radiations calorifiques et lumineuses sont produites par les collisions des électrons contre les atomes. Elle conduit à la formule

$$W = \frac{16}{3} \frac{\pi RT}{\lambda^4}$$

R étant la constante de la loi $p v = RT$. L'auteur discute cette for-

mule, montre qu'elle est d'accord avec la loi de Wien et en tire des conclusions sur la nature des rayons X.

A.-H. PFUND. — The electrical and optical properties of metallic selenium (Propriétés optiques et électriques du sélénium métallique). — P. 324-336.

Mesure des pouvoirs absorbant et réflecteur pour les radiations comprises entre $450 \mu\mu$ et $1\ 000 \mu\mu$. La sensibilité du sélénium pour la lumière passe par un maximum qui se déplace vers les faibles longueurs d'onde quand l'intensité croît.

E.-L. NICHOLS et E. MERRIT. — Studies in luminescence (Études sur la luminescence). — P. 349-360.

Étude spectrophotométrique de la luminescence provoquée par les rayons cathodiques dans la blende de Sidot et la willemite.

R.-C. GIBBS. — The effect of temperature on fluorescence and absorption (Effet de la température sur la fluorescence et l'absorption). — P. 361-376.

Un accroissement de température produit un accroissement d'absorption et un élargissement des bandes, pour le verre nommé « Canary glass », qui est une variété de verre d'urane. Les bandes de fluorescence sont également modifiées par une variation de température ; d'ailleurs elles ne dépendent pas uniquement de la température actuelle, mais aussi des températures antérieures.

J.-C. MAC-LENNAN. — On the radio-active deposits from actinium (Effets radio-actifs produits par l'actinium). — P. 379-382.

W.-W. STIFLER. — The resistance of certain electrolytes in a magnetic field (Résistance de certains électrolytes dans un champ magnétique). — P. 382-385.

La diminution apparente de résistance observée par l'auteur tient sans doute, comme il le constate lui-même, à des effets secondaires, à des forces électromotrices résultant des différences de concentration.

C.-W. WAGGONER. — The effect of low temperature on some of the physical properties of a series of iron-carbon alloys (Effet d'un abaissement de température sur les alliages fer-carbone). — P. 393-404.

Perméabilité, hystérésis et dilatation linéaire du fer et d'aciers

J. de Phys., 4^e série, t. IX. (Août 1910.)

47

diversement carburés à la température ordinaire et à celle de l'air liquide.

R.-H. GODDARD. — On some peculiarities of electrical conductivity exhibited by powders and a few solid substances (Conductibilité électrique des poudres et de quelques solides). — P. 405-428.

Quand on soumet une poudre à une force électromotrice fixe, la conductibilité diminue, d'abord rapidement, puis moins vite, jusqu'à une valeur limitée; quand on cesse de faire agir la force électromotrice, la conductibilité revient au voisinage de sa valeur initiale. D'autres poudres, et des solides comme la molybdénite, manifestent le même phénomène, mais la variation de conductibilité est en sens inverse.

N.-F. SMITH. — The effect of torsion on thermal and electrical conductivity (Influence de la torsion sur les conductibilités calorifique et électrique). — P. 429-437.

L'effet de la torsion est toujours de diminuer la conductibilité calorifique; pour l'acier, la variation atteint 3 à 5 0/0, alors que la conductibilité électrique varie, pour la même torsion, de 0,1 à 0,2 0/0. Avec le cuivre, le laiton et le fer, les variations sont moindres, mais l'effet thermique est toujours très supérieur à l'effet électrique.

R.-E. NYSWANDER. — The distribution of energy in the spectrum of the tungsten filament (Répartition de l'énergie dans le spectre d'un filament de tungstène). — P. 438-435.

Étude à l'aide du radiomètre, du spectre du filament de tungstène, entre $0^{\mu},5$ et 6μ , pour des températures comprises entre $1\ 278^{\circ}$ et $2\ 063^{\circ}$.

A.-H. PFUND. — A simple interferometer for showing the Zeeman effect (Modèle simple d'interféromètre montrant l'effet Zeeman). — P. 446-449.

Il s'agit d'un modèle simplifié d'interféromètre de Pérot et Fabry.

G.-W. NASMYTH. — An improved form of the Duddell singing arc (Perfectionnement à l'arc chantant). — P. 459-461.

On emploie deux arcs fonctionnant en parallèle, munis chacun d'une

résistance et d'une self; les deux pôles \pm sont réunis par le circuit d'oscillation (résistance, capacité, self); le fonctionnement de ce système est régulier, et permet d'obtenir depuis deux oscillations par seconde jusqu'à un million.

W.-P. WHITE. — Specific heats at high temperatures
(Chaleurs spécifiques à haute température). — P. 461-462.

Mesure, entre 100° et 1.500° , de chaleurs spécifiques du platine et de $\text{CaMgSi}^2\text{O}^6$, CaSiO^3 .

T.-S. TAYLOR. — The retardation of alpha rays by metals and gases
(Ralentissement des rayons α par les métaux et les gaz). — P. 463-466.

C. DAVISSON. — Note on radiation due to impact of β -particles upon solid matter
(Radiation produite par le choc des rayons β contre les solides). — P. 469-470.

L. MAC-DOWELL. — Some electrical properties of selenium
(Propriétés électriques du sélénium). — P. 1-36.

L'excitation du sélénium n'est pas instantanée; la modification n'est complète qu'après plusieurs heures; elle est réalisée aux trois quarts au bout de cinq minutes. Les oscillations électriques font varier la résistance, et par suite la sensibilité du sélénium.

H.-S. UHLER. — On the rotation of constant deviation prisms
(Sur la rotation des prismes à déviation constante des spectroscopes de Hilger).
P. 37-55.

G.-W. PIERCE. — The electrolytic detector, studied with the aid of an oscillograph
(Etude oscillographique du détecteur électrolytique). — P. 56-70.

Le fonctionnement des détecteurs électrolytiques peut s'expliquer par un effet de polarisation; la capacité d'une petite électrode de platine est notable, même pour des courants de fréquence 60.

F.-K. RICHMYER. — The dependence of the photo-electric current on light intensity
(Variations du courant photo-électrique avec l'intensité de la lumière excitatrice).
— p. 71-80.

Une surface de sodium, maintenue au potentiel zéro, est éclairée par une lampe à incandescence. L'intensité lumineuse variant dans le rapport de 14 à 1 000, le courant photo-électrique reste rigoureusement proportionnel à cette intensité.

H.-N. DAVIS. — The critical density of water (Densité critique de l'eau). — P. 81-83.

Vérification, d'après les tables de Landolt, de la loi du diamètre rectiligne; on en tire pour la densité critique de l'eau à 365° : $d_c = 0,329$ gramme par centimètre cube; pour le volume critique : $v_c = 3,04$ centimètres cubes par gramme.

H. WEBB et L. WOODMANN. — A systematic study of vibrators and receivers for short electric waves (Etudes des vibrations et récepteurs pour oscillations électriques rapides). — P. 89-131.

Les mesures de longueur d'onde doivent être faites avec récepteur non sélectif; les déterminations faites avec des récepteurs accordés donnant des erreurs. On a employé un récepteur thermo-électrique Klemencic ayant au moins dix fois la longueur de résonance. Dans ces conditions, on constate que, si on maintient constantes les dimensions relatives du vibrateur et du récepteur, la longueur d'onde varie proportionnellement à ces dimensions. L'emploi de miroirs paraboliques altère à la fois la longueur d'onde et les courbes de résonance. Enfin, l'amortissement des types d'oscillateur employés était voisin de 1,3.

M. RICE et B. MAC-COLLUM. — The ballistic electro-dynamometer as an instrument for testing iron (Etude du fer avec un électrodynamomètre balistique P. 132-146.

Un électrodynamomètre fonctionnant comme balistique permet de mesurer la perméabilité, et la perte d'énergie par hystérésis avec beaucoup plus de précision et avec autant de rapidité que les méthodes industrielles. Le mémoire contient la mise en équations du problème et des applications numériques qui permettent d'apprécier la précision des mesures effectuées.

W.-J. FISHER. — The temperature coefficients of gas viscosity; on apparent relations between viscosity and specific heat (Variation de la viscosité des gaz avec la température; relation entre la viscosité et la chaleur spécifique). — P. 147-153.

Etude critique des « Leçons sur la viscosité » de M. Brillouin, dont l'auteur ne paraît pas partager les idées.

O. TUGMAN. — The effect of electrical oscillations on the conductivity imparted to gases by an incandescent cathode (Effet des oscillations électriques sur la conductibilité communiquée aux gaz par les cathodes incandescentes). — P. 154-169.

Un courant continu s'écoule entre un filament de charbon incandescent et un cylindre métallique froid ayant le filament pour axe; on peut relier le filament à un système qui émet des oscillations. Dans ces conditions, quand on est au-dessous du courant de saturation, l'effet des oscillations est d'accroître la conductibilité de l'espace entre le charbon et le cylindre: si la saturation est atteinte, les oscillations diminuent la conductibilité.

W.-W. STRONG. — On the possible radioactivity of erbium, potassium and rubidium (L'erbium, le potassium et le rubidium sont-ils radio-actifs?). — P. 170.

Divers sels de potassium, de rubidium et d'erbium, provenant d'origines très différentes, ont donné des impressions photographiques après de longues expositions (150 jours). De même le $\text{pl}_{\text{Ox}}\text{B}$; mais les sels de zirconium, yttrium, tungstène, tantale, molybdène, niobium, cérium, néodyme, praséodyme, n'ont rien donné.

J. KUNZ. — On the photoelectric properties of sodium-potassium alloy (Propriétés photoélectriques de l'alliage de potassium et de sodium). — P. 174-176 et p. 212-228.

L'effet photo-électrique (émission d'électrons sous l'influence de la lumière) est plus considérable quand la lumière incidente est polarisée perpendiculairement au plan d'incidence que lorsqu'elle est polarisée dans ce plan. L'auteur répète avec l'alliage potassium-sodium cette expérience, due à Elster et Geitel, et indique sa signification dans la théorie des électrons.

S.-J. ALLEN. — On the secondary radiation produced from solids, solutions and pure liquids, by the β rays of radium (Rayonnement secondaire émis par les solides et les liquides sous l'action des rayons β du radium). — P. 177-211.

Dans beaucoup de cas, le rayonnement secondaire est fonction du poids atomique, mais l'arrangement des molécules paraît aussi jouer

un rôle, surtout dans le rayonnement des liquides. L'auteur avoue que les phénomènes étudiés sont très complexes, qu'il est difficile à présent de les relier par une théorie, et qu'ils ne permettent pas de décider si les rayons β produisent une désintégration des atomes matériels qu'ils frappent.

C.-D. CHILD. — Counter electromotive force in the electric arc
(Force contre-électromotrice de l'arc électrique). — P. 229-242.

La f. é. m. « résiduelle » de l'air, c'est-à-dire celle qui subsiste au moment où on vient d'interrompre le courant, est voisine d'un volt ; elle est due à la différence de température des électrodes.

F.-P. IRVING. — On the electrical character of the source of light radiation
(Caractères électriques des sources de lumière). — P. 243-257.

On étudie à la fois le spectre du cône intérieur d'un bec Bunsen chargé de vapeurs métalliques, et le déplacement de ce cône sous l'action d'un champ électrostatique. Pour le lithium et les autres métaux alcalins on constate que le cône intérieur, qui fournit le spectre primaire des corps en question, est électriquement neutre ou contient de faibles charges positives. Les spectres de bandes émanent de sources qui peuvent être neutres, positives ou négatives.

W. BRADLEY et C. HALE. — The nozzle expansion of air at high pressure
(Sur la détente de l'air aux hautes pressions). — P. 258-292.

Mémoire important, où les auteurs, à propos de la liquéfaction de l'air, cherchent à décider entre la théorie de Linde, qui met en cause l'effet Joule-Thomson, et une hypothèse de Pictet, qui attribue l'absorption de chaleur à un travail extérieur du front de l'onde qui se détend.

La détente a été étudiée expérimentalement, entre 68 et 204 atmosphères, pour des températures initiales comprises entre $+20$ et -120° . Le refroidissement est en raison directe de la pression initiale et en raison inverse de la température initiale ; les résultats contredisent la théorie de Pictet et s'accordent, qualitativement, mais non quantitativement, avec la formule classique de Joule-Thomson.

R.-F. EARHART. — The effect of temperature variations on the luminous discharge in gases for low pressures (Effet de la température sur la décharge dans les gaz raréfiés). — P. 293-303.

Mesure de la différence du potentiel nécessaire pour amorcer ou pour maintenir la décharge dans l'air, l'hydrogène, l'acide carbonique, à des températures comprises entre -78 et $+320^{\circ}$. Le dispositif est analogue à celui avec lequel Carr a vérifié la loi de Paschen.

A WEBSTER et M. ROSANOFF. — Of the definition of an ideal gas (Définition du gaz parfait). — P. 304-309.

V. BJERKNES. — On the absolute measurement of electromagnetic quantities (Mesures électromagnétiques absolues). — P. 310-324.

Expériences, de résultats négatifs, pour chercher si un champ magnétique est capable de dévier les lignes de force d'un champ électrique.

W. FISHER. — The molecular and the frictional flow of gases in tubes (Ecoulement des gaz dans les tubes capillaires). — P. 325-327.

Discussion de formules proposées par Meyer et par Knudsen.

F.-J. MELLENCAMP. — Application of Gibbs-Helmholtz equation to concentration cells (Application de l'équation de Gibbs-Helmholtz aux piles de concentration). — P. 329-350.

C'est une vérification expérimentale de la formule :

$$E = \frac{H}{nF} + T \frac{dE}{dt}$$

où E est la force électromotrice, H la chaleur de réaction, n la valence de l'ion, T , la température absolue et F le nombre de coulombs transporté par un équivalent gramme. La formule se vérifie rigoureusement.

C.-D. CHILD. — Anode drop with hot CaO cathode (Chute anodique de potentiel avec une cathode de chaux à température élevée). P. 331-368.

Les effets observés peuvent s'expliquer en supposant qu'aux basses

pressions et avec de faibles courants, la chute anodique dépend de la vitesse des ions négatifs autour de l'anode ; aux pressions plus fortes, elle est liée à la chute de potentiel nécessaire pour produire des ions positifs à la surface de l'anode.

S.-L. BROWN. — The residual of inductance and capacity in resistance coils. A standard resistance with balanced inductance and capacity (Inductance et capacité résiduelles des boîtes de résistances. Résistances avec inductance et capacité équilibrées). — P. 369-391.

Les boîtes de résistance fabriquées à la manière ordinaire présentent des inductances et surtout des capacités nuisibles aux mesures avec le courant alternatif. L'auteur corrige ces défauts, au moins pour les fréquences qui ne sont pas trop élevées, en compensant la capacité par l'inductance.

L. INGERSOLL et R. BIRGE. — A study of the reflecting power of metals as dependent of the refractive index of the surrounding medium (Relation entre le pouvoir réflecteur des métaux et l'indice de réfraction du milieu ambiant). — P. 392-403.

Drude a exprimé le pouvoir réflecteur normal d'un métal par la formule

$$R = \frac{n^2(1+k^2) + 1 - 2n}{n^2(1+k^2) + 1 + 2n}$$

où k est le coefficient d'absorption et n l'indice de réfraction. Si le métal est placé dans un milieu d'indice m , il faut remplacer n par $\frac{n}{m}$. Les vérifications faites avec des miroirs immergés dans la monobromonaphtaline sont favorables à la formule de Drude.

F.-K. RICHMYER. — On the photo-electric effect with the alkali metals (Effet photo-électrique avec les métaux alcalins). — P. 404-408.

La loi de proportionnalité de l'effet photo-électrique à l'illumination est étendue à des éclaircissements allant de 19 à 620 bougies-pied.

BUNROKU ARAKAWA. — Vector representation of non-harmonic alternating currents (Représentation vectorielle des courants alternatifs non sinusoïdaux). — P. 409-431.

Développement de la théorie de Bedell et Tuttle, qui ont montré

que les harmoniques supérieurs peuvent être représentés par un vecteur normal aux vecteurs qui représentent la force électromotrice et l'onde fondamentales. On est ainsi amené à faire des représentations vectorielles à trois dimensions.

C.-E. HYATT. — A thermo-hysteretic frequency meter
(Fréquencemètre). — P. 432-444.

Une bobine parcourue par le courant alternatif entoure un couple thermo-électrique dont une des soudures est en fer ; l'hystérésis produit un échauffement qui se traduit par un effet thermo-électrique. L'auteur dit merveille des qualités de cet instrument.

A.-E. FLOWERS. — Crystal and solid contact rectifiers
(Redressement des courants à l'aide de cristaux et contacts solides). — P. 445-460.

Étude du contact cuivre-galène, qui laisse passer un courant beaucoup plus intense dans un sens que dans l'autre ; l'effet produit paraît avoir sa cause dans une couche mince située à la surface du cristal. On peut produire artificiellement des contacts ayant les mêmes propriétés.

V.-L. CHRISLER. — Absorption of gases by the anode in the glow current
(Absorption des gaz par l'anode des tubes à gaz raréfiés). — P. 461-486.

Développement d'un travail de Skinner, qui avait montré que les lois de l'électrolyse s'appliquent au transport des gaz dans les tubes à vide. L'auteur établit que le sodium, le potassium et le mercure, employés comme anodes, absorbent l'hydrogène comme si chaque atome absorbé était lié à une charge négative égale à la charge positive transportée par ce corps dans l'électrolyse ; le potassium, le sodium et l'alliage de ces métaux agissent de même vis-à-vis de l'azote ; l'azote transporte la même charge atomique que l'hydrogène.

G.-W. PIERCE. — Crystal rectifiers for electric currents and electric oscillations
(Redresseurs cristallins des courants alternatifs et des oscillations électriques).
— P. 478-484.

Étude comparative de la pyrite et de la molybdénite. Sans affirmer que le phénomène de redressement ait pour cause la thermo-

électricité, l'auteur pense que ces deux effets relèvent d'une même cause.

L.-C. BRANT. — The softening of cold, glass-hard steel, in twenty-four years (Détrempe, au bout de 24 ans, d'échantillons d'acier). — P. 483-488.

Des barres d'acier, trempées dur et étudiées par Barus en 1885, 1888 et 1897, continuent à se modifier; si le taux de transformation restait le même que depuis douze ans, les échantillons seraient complètement détremés au bout d'un temps compris, suivant les échantillons, entre 170 et 250 ans.

J. MAC LENNAN. — On the electric charges acquired by insulated potassium salts and other radioactive substances in high vacua (Charges électriques acquises, dans le vide, par les sels de potassium et d'autres corps radioactifs). — P. 489-506.

Les sels de potassium sont environ 1 000 fois moins actifs que ceux d'uranium. Cette radio-activité est due, en totalité ou en partie, à des rayons β ; mais n'y a-t-il pas d'autres radiations? Strutt a rendu cette hypothèse vraisemblable en montrant la présence de proportions anormales d'hélium dans les minerais de potassium. L'auteur a essayé de résoudre le même problème en étudiant la charge spontanée prise par des sels de potassium placés dans le vide et reliés à l'aiguille d'un électromètre; les expériences montrent nettement l'existence d'une charge positive due au rayonnement β ; mais elle laisse incertaine l'existence de rayons α .

W.-D. HENDERSON. — The heat of dilution of zinc amalgams (Chaleur de dilution des amalgames de zinc). — P. 507-515.

Déduite par la formule de Helmholtz de la force électromotrice des piles à amalgame. La chaleur de dilution est négative; des anomalies se produisent au voisinage de la teneur 20/0.

C. BARUS. — The secular softening of hard steel (Détrempe séculaire des aciers trempés). — P. 516-524.

Remarques à propos de l'article L.-C. Brant, analysé ci-dessus.

H. MAC-COMB. — Dispersion of electric double refraction and ordinary dispersion in liquids (Dispersion de double réfraction et dispersion ordinaire des liquides). — P. 525-540.

Havelock a donné la formule

$$\frac{B\lambda n_0}{(n_0^2 - 1)^2} = C^{10}$$

où B est la constante de double réfraction, λ la longueur d'onde, n_0 l'indice de réfraction. Une vérification faite pour douze liquides entre $\lambda = 440$ et $\lambda = 660$ donne à l'auteur d'excellents résultats.

C.-A. SKINNER. — Dispersion of magnetic double refraction in liquids compared with that of electric double refraction (Comparaison entre les dispersions de double réfraction magnétique et électrique). — P. 541-551.

Comparaison de la biréfringence électrique de Kerr avec la biréfringence magnétique étudiée par Cotton et Mouton. Si on appelle δ le retard de deux ondes pour une longueur traversée l dans un champ H, la loi commune des deux phénomènes est $\delta = BH^2l$. Pour un même liquide le rapport des valeurs de B pour ces deux biréfringences est constant dans tout le spectre; les résultats sont aussi en accord avec la formule théorique de Havelock.

W.-R. HAM. — Polarization of Röntgen rays
(Polarisation des rayons X). — P. 534.

En mesurant à l'électroscope l'intensité du rayon X dans différentes directions, les résultats semblent indiquer une faible polarisation.

W.-W. STRONG. — The effect of NO_3 and Al on the uranyl bands and of Ca and temperature on neodymium bands (Déplacement des bandes d'uranium par NO_3 et Al et des bandes du néodyme par Ca et la température). — P. 555-556.

Les sels d'urane présentent tous les mêmes bandes d'absorption; seules, celles du nitrate sont légèrement déplacées; il semble d'après cela, que ce groupe NO_3 possède une influence sur la fréquence d'absorption des sels d'uranium. D'autres cas analogues sont signalés.

R.-A. MILLIKAN. — A new modification of the cloud method of measuring the elementary electric charge, and the most probable value of this charge (Modification de la méthode des condensations de vapeur pour mesurer e). — P. 560-561.

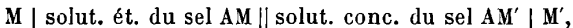
La méthode de condensation subit un certain nombre de modifications qui paraissent avantageuses; elle donne à l'auteur la valeur $e = 4,665 \times 10^{10}$, qui s'écarte peu de la valeur généralement admise.

L. HOULLEVIGUE.

CAMILLE DAUVÉ. — Contribution à l'étude du déplacement réciproque des métaux (Thèse présentée à la Faculté des sciences de Lille).

Ce travail est divisé en six chapitres dont nous allons donner séparément une analyse succincte.

CHAPITRE I. — Après avoir décrit une expérience très simple destinée à mettre en évidence la nature électrolytique du phénomène du déplacement par un métal M, du métal M' d'un sel AM', l'auteur fait remarquer la nécessité de considérer deux phases dans ce phénomène, la deuxième seule étant de nature électrolytique. L'auteur se propose ensuite de dresser un tableau dans lequel les métaux sont disposés dans un ordre tel que chacun d'eux déplace le suivant et réciproquement : pour y arriver, il prend comme point de départ ce fait que l'existence de la phase électrolytique du déplacement est liée au sens de la polarité d'un couple réversible du type :



M étant toujours le métal déplaçant et M' le métal déplacé. L'auteur décrit ensuite un modèle d'électromètre capillaire qu'il a construit en mettant à profit une note publiée dès 1890 par M. L. Poincaré et qu'il emploiera désormais pour rechercher le sens de la polarité des couples qu'il aura à étudier. Il dresse ainsi quatre tableaux où se trouvent rangés les dix-sept métaux les plus usuels par rapport aux quatre anions Cl, SO⁴, AzO³ et C²H³O²; chemin faisant, il note les changements à apporter à ces tableaux quand on remplace simultanément les deux solutions salines (solution étendue

du sel AM et solution concentrée du sel AM'), par l'acide formé par l'anion : les changements observés le conduisent à décrire des expériences curieuses relatives à l'inversion que subit la polarité de certains couples lorsque l'on fait varier la composition des liquides qui entrent dans ces couples. L'inspection de ces quatre tableaux conduit l'auteur à cette conclusion que, à part Al, l'ordre dans lequel les métaux se présentent est indépendant de l'anion auquel ces métaux peuvent être associés, soit dans le sel AM, soit dans le sel AM'; de plus, l'addition d'un acide libre à l'un de ces sels peut modifier la polarité du couple dans lequel ils entrent; enfin Al et Fe ont présenté une polarité éphémère. L'auteur continue par l'étude des couples obtenus en remplaçant les deux solutions salines par de l'eau et dresse un nouveau tableau permettant de trouver la polarité d'un couple obtenu en plongeant deux quelconques des métaux étudiés (à l'exception du Hg) dans de l'eau. Ce tableau est très voisin de celui que l'on obtient en rangeant les métaux d'après les chaleurs de formation de leurs chlorures à l'état de dissolution. L'auteur étudie ensuite les changements apportés à ce tableau par suite d'une immersion prolongée des métaux M et M' dans l'eau et détermine enfin approximativement la f. é. m. des couples à eau qu'il a étudiés. En comparant les tableaux des métaux rangés par rapport aux quatre anions considérés avec celui des métaux rangés d'après les chaleurs de formation des chlorures, l'auteur est conduit à conclure que si l'on considère, d'une part, un métal M plongé dans la solution d'un de ses sels AM et, d'autre part, un métal M' plongé dans la solution du sel AM', ayant même radical acide que le premier, il n'existe pas, *a priori*, de relation entre la polarité du couple obtenu en établissant une communication entre les solutions salines et la différence des chaleur de formation des deux sels AM et AM' à l'état dissous; l'auteur interprète ce fait à l'aide de données thermodynamiques. Enfin, il termine ce premier chapitre en passant en revue les diverses formules proposées successivement pour conclure à la possibilité ou à la non-possibilité du déplacement d'un métal M' par un métal M et fait voir que les formules les plus récentes n'apprennent rien de plus que les anciennes.

CHAPITRE II. — L'auteur donne des règles relatives à la technique de l'observation du phénomène du déplacement et fait connaître pour ce phénomène un critérium basé sur l'emploi de l'électromètre. Se basant sur les faits découverts par Lippmann relativement à la non-

polarisation d'un métal dans un de ses sels, il décrit un mode opératoire permettant de faire l'examen électrolytique de la solution du sel AM' dont on déplace le métal M' ; il interprète cette méthode comme susceptible de permettre la recherche de l'état sous lequel existe le métal M' dans la solution du sel AM' (état d'ions ou état de matière). Il fait enfin connaître ce qu'il a appelé « méthode électrométrique à double contact » et qu'il considère comme le dernier vestige du procédé électrométrique de recherche d'un métal. Il dresse ensuite quatre tableaux de ses résultats expérimentaux relatifs au déplacement des chlorures, des sulfates, des azotates et des acétates; après avoir vérifié l'exactitude de son critérium électrométrique du déplacement dans les cas de déplacement observés par lui, il donne une interprétation de ce critérium. L'auteur continue par l'examen comparé des déplacements qu'il a observés et des indications fournies par les quatre tableaux qu'il a dressés et étudie spécialement le non-déplacement par Fe de Cu de son acétate, fait qui constitue une discontinuité très curieuse dans l'histoire du déplacement par Fe du Cu des sels de Cu. L'auteur rend compte de cette anomalie en faisant intervenir la loi d'action de masse et l'état colloïdal de l'hydrate ferrique. Il termine ce chapitre en considérant le cas où le déplacement a lieu sans être prévu par les quatre tableaux qu'il a dressés et en profite pour faire voir le rôle que peut encore jouer l'électromètre dans l'étude de ces cas.

CHAPITRE III. — Dans ce chapitre, l'auteur passe en revue un certain nombre de caractères particuliers présentés par le phénomène du déplacement et montre en particulier la signification de la loi de Richter; dans tous ces cas, l'auteur cherche, suivant sa propre expression, à pénétrer le phénomène du déplacement, l'électromètre à la main.

CHAPITRE IV. — Dans ce chapitre, l'auteur fait un retour vers l'étude de la première phase du phénomène du déplacement, phase dont l'étude ne paraît pas avoir jamais été abordée. Il commente, à ce sujet, des expériences décrites autrefois par M. Destrem dont il essaie d'interpréter les résultats.

CHAPITRE V. — Dans ce chapitre, l'auteur étudie systématiquement le phénomène du déplacement par deux métaux en contact et en particulier le curieux déplacement par Zn de Ag de $ClAg$ en suspension dans de l'eau acidulée: il sépare les rôles de Zn et de H dans ce phénomène et montre la corrélation qui existe entre le dépla-

cement par Zn de Ag de ClAg et le fait que le courant électrique peut décomposer ClAg en suspension dans l'eau acidulée. L'auteur termine ce chapitre par une digression sur certains cas curieux de déplacement signalés par Raoult.

CHAPITRE VI. — Dans ce dernier chapitre, l'auteur étudie ce qu'il appelle la vitesse de déplacement, c'est-à-dire la masse du métal déplacé M' par une surface de 1 centimètre carré du métal déplaçant M et pendant l'unité de temps: après de nombreux essais, il a été conduit à abandonner un premier mode opératoire dans lequel la surface agissante du métal M était verticale; avec un second mode opératoire dans lequel la surface agissante du métal M était horizontale et dans lequel il déterminait directement la masse du métal M' déplacé, l'auteur a obtenu des résultats qui l'ont conduit à des courbes qui sont des lignes droites; la nature de ces courbes constitue une nouvelle preuve de la nature électrolytique du phénomène du déplacement ou tout au moins de la deuxième phase de ce phénomène. L'auteur a montré ensuite, par un graphique, que la variation, avec la concentration, de la vitesse de déplacement ne suit pas la même loi que la variation de la conductibilité des solutions soumises à l'expérience dans le cas particulier du déplacement par Zn du Cu de SO^4Cu .

J. von KOWALSKI. — Beiträge zur Kenntniss der Luminescenz (Contribution à l'étude de la luminescence). — *Bulletin de l'Académie des sciences de Cracovie*, octobre 1908.

On peut classer sous la dénomination très générale de luminescence tous les phénomènes lumineux dont la cause n'est pas due au rayonnement normal provoqué par une élévation de température. Les anciennes théories sont en contradiction avec le fait expérimental que la loi de Stokes n'est pas toujours exacte.

L'hypothèse de la discontinuité de l'énergie lumineuse, adoptée par Planck et Einstein, a toujours conduit ce dernier à la loi de Stokes; il a bien cherché les conditions dans lesquelles un écart à cette loi pourrait se produire; mais aucune de ces conditions ne paraît exister dans les cas bien typiques des expériences de Nichols et Merritt.

Tout en admettant l'hypothèse d'Einstein, l'auteur a imaginé une théorie corpusculaire des matières luminescentes, déjà exposée par

720 KOWALSKI. — CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE LA LUMINESCENCE lui en 1906 ⁽¹⁾; elle trouve une confirmation dans les phénomènes présentés par les substances radio-actives et son analogie avec les théories qu'elles suscitent. Peuvent devenir luminescents des corps contenant à la fois des groupements *électrogènes* et des groupements *luminiphores*. Les électrons mis en liberté par les électrogènes, doués d'une énergie supérieure à celle qui a provoqué leur libération, agissent sur les luminiphores pour mettre en vibration leurs électrons. Ceux-ci prennent alors leur période propre et une illumination caractéristique dont l'intensité seule dépend de l'énergie absorbée. L'augmentation de conductibilité pendant la luminescence serait en relation avec cette émission d'électrons. La théorie n'exclut pas l'illumination directe des luminiphores sous l'action des radiations lumineuses, auquel cas la loi de Stokes reste exacte.

Il a étudié plus particulièrement la thermoluminescence produite par l'action des rayons de Röntgen, sur le tungstate de calcium purifié ou contenant des proportions très faibles de bismuth, d'argent ou de nickel. Les échantillons maintenus à la température de l'air liquide étaient soumis à l'action des rayons de Röntgen; puis on les laissait se réchauffer, en les examinant, dans l'obscurité. On observait, dans les échantillons additionnés de métaux étrangers seulement, une illumination dès le début suivie d'une extinction complète, puis une nouvelle illumination à une température plus élevée.

La première illumination a toujours lieu à la même température, quelle que soit l'impureté ajoutée et sa proportion; la seconde se produit au contraire à des températures variables avec la nature du métal additionné: entre -137° et -132° pour les préparations contenant du nickel, entre -117° et -112° par l'addition d'argent, entre -108° à -98° pour celles qui contiennent du bismuth, vers -92° pour la schéelite naturelle.

Dans la théorie énoncée, la première illumination serait due aux luminiphores de la substance pure et la seconde aux luminiphores des impuretés.

G. Roy.

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 729; 1907.

**SUR LES CHALEURS SPÉCIFIQUES AUX BASSES TEMPÉRATURES
ET LE DÉVELOPPEMENT DE LA THERMODYNAMIQUE (1) ;**

Par M. W. NERNST.

Il y a quelques années, j'ai établi un nouveau théorème de thermodynamique, qui permet de calculer la constante d'intégration que le second principe laisse indéterminée, lorsqu'on l'applique à un système quelconque.

Comme le nouveau théorème formule une loi limite, valable avec d'autant plus de rigueur que la température est plus basse, il apparut comme nécessaire d'étendre aux très basses températures la connaissance des grandeurs thermiques, telles que les fournit, par exemple, la thermochimie.

Il suffit pour cela, d'après une formule simple que Kirchhoff a tirée du principe de l'énergie, de mesurer les chaleurs spécifiques.

En effet, on a :

$$\frac{dU}{dT} = C_1 - C_2,$$

où C_1 et C_2 sont les capacités calorifiques avant et après le changement considéré.

J'ai été ainsi amené à étudier les chaleurs spécifiques des corps solides et liquides aux basses températures. C'est de ces recherches que je voudrais d'abord donner un bref compte rendu ; les mesures ont été exécutées dans la section thermodynamique de mon laboratoire, dirigée par le D^r Robert Goldschmidt et par moi.

I

Un instrument qui se montra très commode pour ce genre de mesures fut un calorimètre en cuivre dont la température était déterminée au moyen d'éléments thermoélectriques, et dont voici la description sommaire :

Il consiste en un bloc de cuivre, d'un poids de 400 grammes, environ, percé dans le sens de sa longueur d'une cavité destinée à recevoir la substance échauffée ou refroidie. Par suite de sa grande

(1) Conférence faite à la Société française de Physique, le 4^{er} avril 1910.

J. de Phys., 4^e série, t. IX. (Septembre 1910.)

conductibilité thermique, ce bloc garde pratiquement en tous ses points la même température, de sorte qu'il est inutile de se servir d'un agitateur, comme dans les calorimètres à liquide, et comme il est naturellement impossible de le faire ici. Pour assurer un meilleur isolement thermique, le calorimètre se trouve dans un vase de Dewar D; sa température est mesurée par des éléments thermoélectriques.

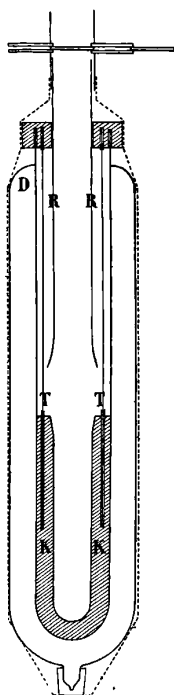


FIG. 1.

La disposition générale de l'appareil est reproduite sur la *fig. 1*. K représente le calorimètre, T les thermoéléments dont les soudures inférieures sont situées dans de petits tubes de verre enfoncés dans la paroi du calorimètre. Afin d'assurer de meilleurs échanges thermiques, on a noyé ces tubes dans de l'alliage de Wood, et on les en a remplis à l'intérieur.

Les autres soudures se trouvent également dans un bloc de cuivre, qui ferme le vase de Dewar à sa partie supérieure. Au travers de ce

bloc, passe un tube de verre R qui sert à introduire la substance à étudier, et peut être fermé en haut par une trappe. Le thermomètre était constitué par dix éléments fer-constantan dont la force électromotrice était mesurée au moyen d'un millivoltmètre de Siemens et Halske. Comme on peut faire sur ces instruments des lectures très précises, on s'en est servi au lieu d'un galvanomètre à miroir.

Le vase de Dewar se trouve dans un bain à température constante, constitué en général par de la glace ou de la neige carbonique. Comme le bloc de cuivre supérieur, dont la température devait rester constante, se trouvait naturellement à l'intérieur du bain, et que l'étanchéité présentait des difficultés, on a entouré tout l'appareil d'une enveloppe imperméable en tôle de cuivre mince soudée convenablement et resserrée en haut comme le montre la figure. C'est M. Koref qui nous a conseillé ce dispositif extrêmement simple et pratique.

Les substances à étudier se trouvaient dans un récipient d'argent à parois minces, qui ne pesait que quelques grammes et avait par conséquent une faible capacité calorifique. Afin de connaître exactement la température avant l'introduction dans le calorimètre, on a placé un thermoélément T dans un petit tube d'argent A soudé au milieu du récipient (*fig. 2*). Un gros bloc de cuivre chauffé électriquement servait à échauffer la substance. Pour obtenir des températures plus basses que celles du calorimètre on s'est servi d'un vase de Dewar en quartz, rempli d'eau liquide ou de neige carbonique et traversée, comme le montre la *fig. 3*, par un tube de quartz ouvert aux deux bouts. Une fois l'équilibre de température établi, on plaçait au-dessus du calorimètre les appareils qu'on vient de décrire, on ouvrait le couvercle, et on laissait glisser dans la cavité, à l'aide d'un fil, le récipient d'argent avec son contenu.

Afin d'éviter qu'il sorte du calorimètre un courant d'air chaud et qu'il se perde ainsi de la chaleur, on a placé au-dessus du récipient d'argent un petit tampon d'ouate qui bouchait exactement l'ouverture de l'appareil.

La température du calorimètre s'élevait en général de deux à trois degrés, correspondant à une déviation de 40 à 60 divisions du millivoltmètre. Comme on pouvait lire le dixième et même le vingtième de division, la mesure des variations de température et par conséquent des chaleurs spécifiques se faisait à quelques millièmes près.

Naturellement il faut étalonner l'appareil à l'aide d'une substance

de capacité calorifique connue; à cet effet, on a choisi pour les hautes températures l'eau, et pour les basses le plomb, dont les chaleurs spécifiques sont très bien connues. Pour rendre les mesures indépendantes d'une variation de sensibilité du galvanomètre ou de toute autre cause d'erreur, on recommençait souvent l'étalonnage; même des erreurs possibles dans l'évaluation de la température de la

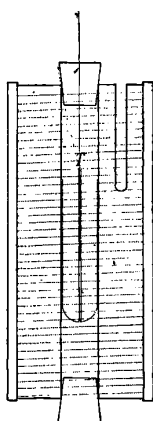


FIG. 2.

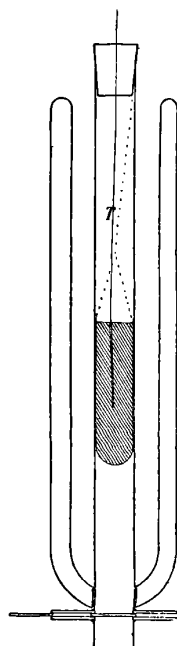


FIG. 3.

substance, avant son introduction dans le calorimètre, étaient éliminées en grande partie par le fait qu'on déterminait en réalité des chaleurs spécifiques relatives. Le principal avantage de ce dispositif est qu'il peut être porté aux températures les plus différentes; l'appareil fonctionnait particulièrement bien dans un bain de neige carbonique.

Cet appareil a été construit par M. Lindemann et moi. M. Lindemann, puis M. Koref ont effectué des mesures sur un grand nombre de substances. Mais naturellement on n'obtient par cette méthode que des valeurs moyennes, s'étendant sur un assez grand intervalle de température. Si l'on veut être renseigné sur les valeurs des cha-

leurs spécifiques vraies, surtout aux basses températures, il faut chercher une autre méthode. C'est une telle méthode que le Dr Eucken a élaborée, il y a quelque temps, sur mon conseil, et que j'ai utilisée avec l'aide de mon collaborateur, M. Pollitzer.

Le principe en est simple : la substance à étudier sert elle-même de calorimètre, et l'on élève sa température de quelques degrés, à l'aide d'un fil de platine auquel on fournit une quantité connue d'énergie électrique ; cette élévation de température est mesurée à l'aide du même fil de platine, servant de thermomètre à résistance.

Le dispositif expérimental est représenté sur la *fig. 4* : K est le calorimètre proprement dit. Il est suspendu par les deux fils de connexion à l'intérieur d'un vase en forme de poire où l'on a fait un vide aussi parfait que possible à l'aide d'une pompe Gaede, et puis, en général, au moyen de charbon de bois plongé dans l'air liquide, et chauffé au préalable très fortement dans le vide.

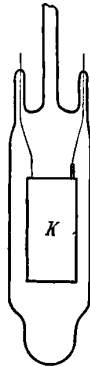


FIG. 4.

En général, la résistance du fil, en platine le plus pur d'Heraeus, était de quelques centaines d'ohms à 0°. On l'étalonnait jusqu'à - 80°, au moyen du thermomètre à air, et pour les très basses températures, à l'aide du thermomètre à oxygène, de Stock, qui est parfait pour cet usage, et dont les indications sont devenues très sûres depuis que Travers et Kammerlingh-Onnes ont mesuré avec exactitude la pression de vapeur de l'oxygène. Des tableaux donnant la variation de la résistance avec la température ont été calculés à partir des données de l'étalonnage, grâce aux travaux approfondis de Kammerlingh-Onnes.

La réussite des expériences dépend en première ligne de la perfection du vide ; s'il se produit une fuite pendant les mesures, elle peut entraîner des erreurs notables. Il est donc absolument nécessaire de contrôler le vide à l'aide d'un tube de Geissler. Si l'on veut se servir de la méthode décrite ici, il faut faire bien attention à ce point et surtout utiliser des appareils qui donnent un vide aussi parfait que possible. On peut cependant remarquer qu'aux très basses températures le rayonnement, et par conséquent les échanges de chaleur du calorimètre avec l'extérieur, deviennent de plus en plus petits, et qu'on peut donc rendre la méthode extraordinairement exacte. Dans le présent travail, nous n'avons d'abord cherché qu'une précision de 1 0/0, mais l'expérience montra bientôt qu'on peut aller beaucoup plus loin.

Comme calorimètres, nous nous sommes servis des trois formes suivantes :

Grâce à leur grande conductibilité calorifique, les métaux ont pu être utilisés sans aucune enveloppe, simplement sous la forme d'un bloc cylindrique percé d'une cavité où s'introduit une tige du même métal sur laquelle est enroulé le fil de platine.

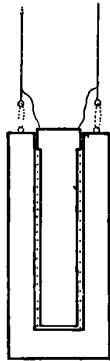


FIG. 5.

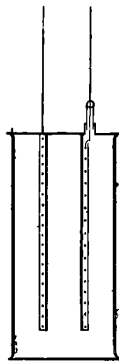


FIG. 6.

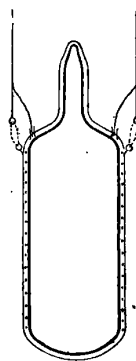


FIG. 7.

L'isolement était assuré par du papier mince paraffiné : le très petit espace entre la tige et le bloc était rempli de paraffine. La partie supérieure de la tige était un peu plus large, de sorte qu'on pouvait la forcer à coups de marteau dans la cavité, afin d'améliorer par un bon contact les échanges thermiques (fig. 5).

Les substances peu conductrices étaient introduites dans le réci-

piet d'argent représenté sur la *fig. 6*; l'enroulement de platine se trouve sur un tube d'argent soudé à l'intérieur et qui sert en même temps à accélérer les échanges thermiques. L'enroulement était fait comme on l'a dit plus haut, l'isolement assuré par de la cire à cacheter et du papier de soie. Un bout du fil de platine est soudé au vase d'argent, l'autre est isolé par une perle de verre qui bouche complètement un petit tube de platine soudé au récipient. Pour avoir un bon équilibre de température, il est absolument nécessaire d'avoir de l'air à l'intérieur du récipient d'argent; c'est pourquoi on a soigneusement soudé le couvercle inférieur après avoir introduit la substance. Lorsque par hasard il se produisait une fuite, elle était mise en évidence par la grande élévation de température du fil de platine pendant la chauffe et par la lenteur extrême avec laquelle s'établissait l'équilibre de température.

La troisième forme (*fig. 7*) a surtout servi aux liquides; elle consiste en un vase de verre où l'on introduit la substance à étudier, puis, comme gaz, de l'hydrogène, et que l'on ferme ensuite à la lampe. Le fil de platine est enroulé autour du vase, et le tout est entouré d'une lame d'argent. L'espace libre entre le verre et cette lame est rempli de paraffine. Comme le verre conduit très mal la chaleur, l'équilibre de température s'établit lentement; cette forme de récipient nécessite donc un très bon vide.

Il sera utile de donner un exemple concernant un bloc de plomb de 400 grammes; avant la chauffe la résistance du fil de platine était constante et égale à 10.853 ohms, ce qui correspond à une température de -210° ; le fil était chauffé par un courant de 0,1444 ampère sous 1,586 volt pendant 240 secondes. La quantité d'énergie électrique était donc équivalente à 13,13 calories-grammes; immédiatement après la chauffe, la résistance était :

$t =$	0	5	10	15	20'
$v =$	11,325	11,260	11,260	11,260	11,260

Donc, on le voit, la température du fil et naturellement aussi celle du calorimètre ne change plus cinq minutes après la chauffe, ce qui veut dire qu'il n'y a aucune perte de chaleur; nous avons donc un calorimètre tout à fait parfait; d'ailleurs la température ne s'est élevée que de 1° environ. Cette valeur est si petite qu'on mesure pratiquement la vraie chaleur spécifique à la température de l'expérience.

La représentation graphique des nombres obtenus par Lindemann,

Koref et moi montre d'abord une très bonne concordance des deux méthodes, cependant bien différentes; on voit de plus qu'aux basses températures les chaleurs spécifiques tendent nettement vers des valeurs très faibles, ou même vers zéro.

Ceci est en accord avec les anciennes expériences de Behn, Dewar et d'autres; d'ailleurs, j'étais arrivé moi-même, par la considération des courbes de tension de vapeur, au résultat qu'aux basses températures la chaleur spécifique du produit de condensation doit être bien plus petite que celle de la vapeur, tandis que c'est l'inverse qui a lieu à la température ordinaire. J'en ai conclu que les chaleurs spécifiques des liquides surfondus doivent aussi diminuer notablement aux basses températures. Cette induction s'est trouvée complètement vérifiée pour les trois liquides surfondus que j'ai étudiés: le verre, la benzophénone et le bétol.

Pour avouer franchement, nous n'avons pas mesuré les chaleurs spécifiques pour elles-mêmes, mais pour examiner le nouveau théorème; un curieux hasard cependant a rendu les chaleurs spécifiques très intéressantes par elles-mêmes. M. Einstein [*Ann. d. Phys.* (4), 22, p. 184], a, il y a trois ans, énoncé une théorie très remarquable des chaleurs spécifiques des corps cristallisés et — sans doute — la même théorie doit s'étendre à tous les corps solides cristallisés et amorphes où les molécules ne sont pas libres et ne peuvent effectuer que des oscillations autour de points fixes; probablement la théorie sera même applicable aux oscillations qu'effectuent les atomes des gaz complexes.

Cette théorie a peut-être intérêt particulier dans le pays où j'ai l'honneur de parler; car cette vieille énigme, la règle de Dulong et Petit avec ses exceptions, paraît éclaircie par la formule très simple d'Einstein:

La chaleur atomique:

$$C = 3R \frac{e^{-\frac{\alpha}{T}} \left(\frac{\alpha}{T}\right)^2}{\left(e^{-\frac{\alpha}{T}} - 1\right)^2}$$

où R, la constante des gaz, est égale à 1,985 calorie-gramme; quant à la seule constante inconnue de cette équation α , on peut sous certaines conditions en déterminer la valeur par des mesures optiques.

La courbe représentative de cette équation a la forme générale de la *fig. 8* ; le maximum, qui n'est atteint par le diamant qu'à une température de 1.000° à peu près et par le plomb presque déjà à la température de l'air liquide, est la constante de la règle de Dulong et Petit :

$$3R = 6 \text{ (environ).}$$

Il était naturellement d'un grand intérêt de vérifier cette formule à l'aide des nouvelles observations ; c'est ce qu'a fait mon assistant, le D^r Magnus. Il a trouvé, comme Einstein l'avait d'ailleurs affirmé lui-même, que cette formule n'est qu'une approximation, et l'a complétée par un terme correctif :

$$C = 3R \frac{e^{-\frac{a}{T}} \left(\frac{a}{T}\right)^2}{\left(e^{-\frac{a}{T}} - 1\right)^2} + bT^{\frac{3}{2}}.$$

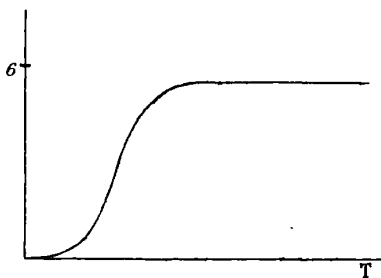


FIG. 8.

Les tableaux suivants montrent l'accord réellement très bon entre l'observation et le calcul, pour un certain nombre de corps (plomb, chlorure de plomb, argent, chlorure d'argent). On peut voir combien l'argent s'écarte aux basses températures de la loi de Dulong et Petit ; le plomb aussi présente une diminution qui s'accélère assez rapidement aux basses températures ; dans ce dernier cas, la formule d'Einstein ne pourra être vérifiée rigoureusement que par des mesures à la température d'ébullition de l'hydrogène liquide.

Pb.

$$a = 58, \quad b = 7,8 \cdot 10^{-5}.$$

T	c (calc.)	c (obs.)	Observateur
62	5,58	5,63	Nernst
66	5,63	5,68	»
79	5,75	5,69	»
93	5,84	5,76	»
85-20,5	5,17	5,80	Dewar
291-87	6,09	6,13	Behn
291-194	6,23	6,21	»
373-291	6,43	6,41	Magnus
529-289	6,60	6,61	»

AgCl.

$$a = 168, \quad b = 22,0 \cdot 10^{-5}.$$

T	c (calc.)	c (obs.)	Observateur
116	10,31	10,34	Eucken
207,5	11,94	11,81	»
289-85	11,50	11,75	Dewar
373-288	12,97	13,01	Magnus
523-288	13,54	13,60	»
573-288	13,73	13,72	»

PbCl₂.

$$a = 172, \quad b = 18,0 \cdot 10^{-5}.$$

T	c (calc.)	c (obs.)	Observateur
106,5	14,64	14,90	Eucken
205,5	17,39	17,41	»
373-288	18,55	18,52	Magnus
523-288	19,05	18,97	»
573-288	19,23	19,26	»

Ag.

$$a = 162, \quad b = 4,8 \cdot 10^{-5}.$$

T	c (calc.)	c (obs.)	Observateur
64	3,61	3,72	Nernst
84	4,44	4,43	»
86	4,50	4,40	»
200	5,78	5,73	»
208	5,81	5,92	»
291-87	5,60	5,60	Behn
291-194	5,92	5,87	»
373-288	6,13	6,08	Bartoli et Stracciati
780-290	6,51	6,46	Magnus
887-290	6,61	6,64	»

II

Nous allons maintenant passer au nouveau théorème de thermodynamique auquel nous avons fait allusion au début.

Pour un grand nombre d'applications physiques et surtout chimiques du principe de Carnot-Clausius, il est commode de l'utiliser sous la forme que lui ont donnée Gibbs et Helmholtz :

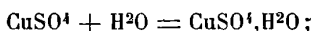
$$(1) \quad A - U = T \frac{dA}{dT},$$

où A représente l'énergie libre, U l'énergie totale et T la température absolue.

Considérons par exemple le phénomène de fusion : U est alors la chaleur de fusion, et A est donné par l'équation :

$$A = RT \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

où p_1 est la pression de vapeur du liquide, p_2 du solide. La même formule est valable pour les transformations allotropiques, comme celle du soufre monoclinique en soufre rhombique. Considérons encore l'hydratation d'un sel, comme, par exemple, la réaction :



c'est encore la même formule qui s'applique, si nous appelons p_1 la pression de la vapeur de l'eau et p_2 la pression de dissociation de l'hydrate. Dans les cas où un phénomène quelconque donne naissance à une force électromotrice E, on sait que A est représenté par la formule très simple :

$$A = 23026 \cdot E.$$

L'examen de la formule (1) attire aussitôt notre attention vers les cas-limites suivants.

1° $U = A$. — Les variations d'énergie totale et libre sont égales. Le coefficient de température de A, et par suite de U, est nul, c'est-à-dire que le phénomène considéré est indépendant de la température, au moins en ce qui concerne ses propriétés thermodynamiques. Réciproquement, si cette dernière condition est remplie, on a $U = A$.

Ce cas est réalisé dans tous les systèmes où n'agissent que des forces de gravitation, ou bien d'origine électrique ou magnétique.

L'état de ces systèmes peut être représenté par une fonction des forces indépendante de la température (potentiel) ;

2° $U = 0$ et par suite $A = T \frac{dA}{dT}$, c'est-à-dire que A est proportionnel à la température absolue.

La dilatation des gaz parfaits et le mélange des solutions diluées se font suivant cette loi, qui met le plus simplement en évidence l'influence de la température (thermomètre à gaz) ;

3° Le troisième cas limite, $A = 0$, donnerait :

$$U = T \frac{dA}{dT},$$

c'est-à-dire qu'il ne pourrait se produire qu'en un point isolé de température.

Cependant A peut être petit par rapport à U dans un assez grand intervalle de température. Comme alors le coefficient de température de A est considérable, on doit observer dans ce cas une influence très notable de la température (des exemples de ce cas sont la fusion, la vaporisation, la dissociation, en un mot les phénomènes physico-chimiques proprement dits).

Le troisième cas n'est évidemment pas aussi simple et n'a pas donné naissance à des hypothèses aussi importantes que le premier qui a introduit dans la science les forces d'attraction, et le second qui a joué un rôle essentiel dans le développement des théories moléculaires.

Ces considérations nous apprennent que certains cas-limites peuvent se traiter très simplement à l'aide de l'équation exprimant le second principe ; mais on peut démontrer aussi facilement qu'il est impossible de calculer A en partant seulement de données thermiques.

En général U sera une fonction de la température, et nous pouvons poser :

$$U = U_0 + \alpha T + \beta T^2,$$

où la signification des coefficients α , β , etc., est donnée par l'équation de Kirchhoff :

$$(2) \quad \frac{dU}{dT} = \alpha + 2\beta T + \dots = C_1 - C_2,$$

C_1 représente la capacité du système avant la transformation, C_2 après la transformation.

Si donc nous connaissons les chaleurs spécifiques des substances réagissantes, nous pourrions calculer U en fonction de la température. Mais nous ne sommes pas en état de calculer de même A , à l'aide des deux principes de la thermodynamique et en partant seulement de données thermiques. En effet, si nous connaissons une solution $F(T)$ de notre équation fondamentale, la solution générale sera de la forme :

$$A = F(T) + CT,$$

où C représente une constante arbitraire.

Le problème reste donc pratiquement tout à fait indéterminé.

Il y a donc ici, dans la thermodynamique telle qu'elle s'est développée jusqu'à ces derniers temps, une lacune d'autant plus sensible, qu'en général U peut se déterminer facilement et avec précision d'après les méthodes de la thermochimie, tandis que l'on ne peut trouver A que dans quelques cas isolés, et, le plus souvent par des voies détournées et difficiles.

Ce sont deux savants de premier ordre, qui, d'une façon absolument indépendante, et dans des domaines tout à fait différents, ont essayé de résoudre ce problème; et l'on pourrait peut-être dire qu'ils n'ont ni l'un ni l'autre essayé de dénouer le nœud gordien, mais qu'ils l'ont simplement tranché en posant pour toutes les températures :

$$A = U.$$

Cette hypothèse répond d'un coup à toutes les questions; il semble donc bien qu'elle termine complètement le débat; mais si cette équation a toute la simplicité du geste d'Alexandre le Grand, elle n'est cependant pas une solution réelle du problème, car elle n'est pas en harmonie avec les faits. Helmholtz, d'une part, et après lui William Thomson ont posé pour la force électromotrice des piles

$$E \cdot 23026 = U,$$

et, d'autre part, Berthelot a identifié l'affinité chimique et la chaleur dégagée, ce qui est le contenu essentiel de son « principe du travail maximum ». Mais déjà le simple fait que l'équation $\frac{dA}{dT} = 0$ ou $\frac{dU}{dT} = 0$, conséquence immédiate de l'hypothèse $A = U$, n'est pas vérifiée,

nous apprend que ni la règle de Helmholtz-Thomson, ni le principe de Berthelot ne peuvent être conservés, au moins en toute rigueur. De plus, dans les systèmes gazeux et les solutions étendues, on sait que A dépend de la concentration, tandis que U en est indépendant; dans ce cas, l'hypothèse $A = U$ n'est plus seulement inexacte, elle devient absolument inapplicable.

On peut néanmoins constater que la différence entre A et U est souvent très petite, surtout aux basses températures, et qu'il y a par conséquent un fond de vérité dans les règles de Berthelot et de Helmholtz.

Je ne peux pas énumérer ici tous les essais qui ont été faits pour éclaircir le problème qui nous occupe; mais je tiens à rappeler les remarques suivantes, qui se trouvent dans le célèbre mémoire de M. Le Châtelier, *les Equilibres chimiques* (1888).

« Il est bien vraisemblable que la constante d'intégration doit, comme les coefficients de l'équation différentielle [notre équation (1)] être une fonction déterminée de certaines propriétés physiques des corps en présence. La détermination de la nature de cette fonction amènerait la connaissance complète des lois de l'équilibre. Elle permettrait de déterminer, *a priori*, indépendamment de toute nouvelle donnée expérimentale, les conditions complètes d'équilibre correspondant à une réaction chimique donnée. »

J'espère que la solution du problème donnée dans ce qui suit ne répond pas seulement à la question posée par M. Le Châtelier, mais qu'elle jette aussi une lumière nouvelle sur les relations qui existent entre le volume, la température et la pression des corps solides et surtout sur le calcul des forces électromotrices.

Guidé par le fait, qu'en général, aux basses températures A et U se rapprochent nettement j'ai présumé qu'il s'agit ici d'une loi limite d'après laquelle il faudrait poser :

$$\lim \frac{dA}{dT} = \lim \frac{dU}{dT} \text{ (pour } T = 0 \text{).}$$

On en déduit facilement, si on tient compte de l'équation (1),

$$(3) \quad \lim \frac{dA}{dT} = 0 \quad \text{et} \quad \lim \frac{dU}{dT} = 0 \text{ (pour } T = 0 \text{).}$$

Sans doute il faut, du moins pour le moment, restreindre la portée de ces équations au cas des corps solides et liquides, car, au

zéro absolu, les gaz n'ont plus d'existence possible, et les solutions doivent très probablement se séparer en leurs constituants. Au reste, cette restriction n'a pas grande importance pratique, parce que les deux principes de la thermodynamique permettent de calculer l'affinité de systèmes contenant des gaz et des solutions étendues, si l'on connaît l'affinité du même phénomène se produisant alors entre des solides et des liquides.

En nous plaçant au même point de vue que tout à l'heure, nous pouvons encore exprimer notre théorème de la façon suivante : des modifications qui se produisent dans un système consistant uniquement en corps solides et liquides à température très basse, correspondent au cas que nous avons appelé le premier cas.

Dès lors, nous pouvons montrer aisément que le nouveau théorème nous donne la possibilité de calculer les affinités chimiques et les forces électromotrices à partir de données thermiques seulement.

En effet, si nous posons comme tout à l'heure,

$$U = U_0 + \alpha T + \beta T^2 + \gamma T^3 + \dots,$$

l'intégrale générale de l'équation (1) devient :

$$A = U_0 + aT_0 - \alpha T \text{ l. n. } T - \beta T^2 - \frac{\gamma}{2} T^3 \dots,$$

où a représente une constante d'intégration inconnue.

Introduisons maintenant le nouveau théorème :

$$\left. \begin{aligned} 0 &= \frac{dU}{dT} = \alpha + 2\beta T + 3\gamma T^2 + \dots \\ 0 &= \frac{dA}{dT} = a - \alpha - \alpha \text{ l. n. } T - 2\beta T - \frac{3}{2} \gamma T^2 - \dots \end{aligned} \right\} \text{pour } T = 0,$$

on obtient finalement :

$$(4) \quad \alpha = 0, \quad a = 0 \\ U = U_0 + \beta T^2 + \gamma T^3 + \dots$$

$$(5) \quad A = U_0 - \beta T^2 - \frac{\gamma}{2} T^3 - \dots$$

c'est-à-dire que A est calculable en fonction de données thermiques seulement (chaleur dégagée à une température quelconque, et chaleurs spécifiques à toutes les températures).

Au point de vue moléculaire, nous pouvons d'ailleurs interpréter facilement le nouveau théorème, en faisant appel à la théorie des

corps solides dont nous avons parlé plus haut, et qui est due à Einstein. D'après cette théorie, les chaleurs spécifiques des solides deviendraient nulles ou du moins négligeables au voisinage du zéro absolu. Elles augmenteraient avec la température, d'abord rapidement, puis plus lentement. On peut en conclure immédiatement que la variation d'énergie U , accompagnant une transformation chimique doit obéir à la relation :

$$\lim \frac{dU}{dT} = 0 \quad \text{pour} \quad T = 0.$$

Einstein admet de plus qu'à la température du zéro absolu les molécules d'un corps cristallisé sont maintenues par des forces élastiques dans des positions invariables, comme, par exemple, les nœuds d'un réseau ; nous avons déjà vu que cette théorie doit s'étendre à tous les corps non gazeux. A une température plus élevée, les molécules effectueront des oscillations amorties à peu près isochrones, dont l'impulsion sera fournie par le rayonnement noir qui remplit le corps.

Dès lors, si l'on remarque que l'énergie du rayonnement, et par suite l'amplitude de ces oscillations croît certainement suivant une puissance de la température notablement supérieure à la première, on peut en conclure, d'accord avec notre théorème :

$$\lim \frac{dA}{dT} = 0 \quad \text{pour} \quad T = 0.$$

On peut encore arriver plus simplement à ce résultat par les considérations suivantes : comme les molécules d'un corps solide ne possèdent, aux basses températures, aucune énergie cinétique sensible, leurs distances mutuelles changeront peu avec la température. Mais alors leur potentiel mutuel et par suite l'énergie libre qu'elles contiennent resteront invariables, ce qui nous ramène également à nos équations (3).

Un jour, peut-être, M. Perrin trouvera que le mouvement brownien diminue aux basses températures, plus vite que le veut la théorie cinétique ; on verrait ainsi par les yeux les conséquences de la théorie d'Einstein.

Nous allons maintenant appliquer le nouveau théorème à quelques exemples et calculer des affinités chimiques, ainsi que des forces électromotrices.

III

Dans ce qui suit, nous allons appliquer à quelques réactions chimiques les équations (3) et (4). Pour calculer les coefficients que comportent ces équations, nous utiliserons les chaleurs dégagées à une température quelconque et les chaleurs spécifiques des corps entrant en réaction à toutes les températures ou, du moins, à un certain nombre de températures.

Les calculs nécessaires peuvent être effectués graphiquement d'une façon très claire.

Si nous connaissons la chaleur dégagée U à une température et la variation des chaleurs spécifiques avec la température, nous pouvons, à l'aide de l'équation (2), en déduire la courbe complète de U . L'allure de la courbe représentative de A est donnée par le fait qu'elle devient tangente à celle de U aux basses températures et qu'on peut tracer le reste de la courbe sans incertitude possible à l'aide de l'équation :

$$\frac{dA}{dT} = \frac{A - U}{T}.$$

En principe, on peut objecter qu'il faudrait connaître les chaleurs spécifiques jusqu'au zéro absolu lui-même. En pratique, l'expérience montre que l'on peut, déjà à la température de l'air liquide, considérer la chaleur moléculaire comme une propriété presque exactement additive; pratiquement la valeur de $\frac{dU}{dT}$ est donc presque nulle, et il n'y a aucun doute possible sur l'allure de la courbe de U jusqu'au zéro absolu. En d'autres termes, à la température de l'air liquide, A et U sont déjà presque absolument égaux.

Transformation du soufre rhombique en soufre monoclinique. — Broensted a étudié d'une façon approfondie cette transformation et a mesuré A et U à diverses températures.

Posons pour la transformation de 1 gramme de soufre,

$$U = U_0 + \beta T^2,$$

c'est-à-dire admettons que, suivant le premier principe,

$$\frac{dU}{dT} = 2\beta T = C_1 - C_2,$$

C_1 et C_2 étant les chaleurs spécifiques des deux modifications, on trouve immédiatement :

$$U = 1,57 + 1,15 \times 10^{-5} T^2.$$

T	U _{calc.}	U _{obs.}	Observateurs
273	2,40	2,43	Broensted
368	3,19	3,13	Tammann

On détermine en même temps pour A :

$$A = 1,57 - 1,15 \times 10^{-5} T^2$$

Calculons la température de transformation T_0 (sous la pression de vapeur saturée de soufre) à laquelle A est nul, en faisant abstraction du travail extérieur infiniment faible. On a :

$$T_0 = \sqrt{\frac{1,57}{1,15 \times 10^{-5}}} = 369,5,$$

au lieu de

$$273 + 95,4 = 368,4.$$

D'autre part, Broensted a déterminé les valeurs de A (en calories-grammes) par des mesures de solubilité à diverses températures.

T	A _{obs.}	A _{calc.}
273,	0,72	0,71
288,5	0,64	0,61
291,6	0,63	0,59
298,3	0,57	0,55

Les valeurs de A établies par Broensted présentent une incertitude de quelques centièmes ; c'est aussi la limite de concordance des valeurs calculées et observées.

Broensted, qui cherchait à calculer ses observations à l'aide seulement du deuxième principe, était forcé d'introduire une constante de plus dans ses équations qui en devenaient évidemment très inexactes aux basses températures. En utilisant notre nouveau théorème, on calcule, au moyen de deux constantes, la température de transformation et les diverses valeurs de A et de U avec une précision qui reste presque dans les limites des erreurs expérimentales.

Il était intéressant de constater si U suit bien la formule que nous avons établie, aussi aux basses températures, c'est-à-dire si réellement les chaleurs spécifiques des deux modifications tendent à devenir égales. Le tableau suivant montre la comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées.

T	$\frac{dU}{dT}$	$2,30T \cdot 10^{-5}$	Observateurs
83	0,0854 — 0,0843 = 0,0011	0,0019	Nernst
93	0,0925 — 0,0915 = 0,0010	0,0021	Nernst
138	0,1185 — 0,1131 = 0,0054	0,0032	Koref
198	0,1529 — 0,1473 = 0,0056	0,0046	Nernst
235	0,1612 — 0,1537 = 0,0075	0,0054	Koref
290	0,1774 — 0,1720 = 0,0054	0,0067	Wigand
293	0,1794 — 0,1705 = 0,0089	0,0067	Koref
299	0,1809 — 0,1727 = 0,0082	0,0069	Wigand
329	0,1844 — 0,1764 = 0,0080	0,0076	Regnault

On voit non seulement que la forte décroissance, que prévoit la formule

$$\frac{dU}{dT} = c_2 - c_1 = 2,30 \times 10^{-5}T,$$

pour la différence des chaleurs spécifiques, se produit, mais encore on constate que les deux séries de chiffres observés et calculés sont du même ordre de grandeur. Peut-être les écarts positifs aux basses températures, et négatifs aux températures élevées, dépassent-ils les erreurs expérimentales ; ils sont cependant trop faibles pour qu'on en puisse déduire l'inexactitude des formules précédentes.

Si l'on désigne par C_1^0 , C_2^0 et U^0 les chaleurs spécifiques et la chaleur de transformation à la température T_0 , on aura aussi :

$$T_0 = \frac{U^0}{C_2^0 - C_1^0}.$$

Point de fusion. — Les formules qui donnent le point de transformation sont valables naturellement dans ce cas ; l'équation précédente permet en particulier de calculer la température à partir de la chaleur de fusion et de la différence des chaleurs spécifiques au point de fusion, mais seulement si l'on admet que la différence entre les chaleurs spécifiques du solide et du liquide surfondu croît proportionnellement à la température absolue. En fait, cette hypothèse semble approximativement exacte dans beaucoup de cas ; Tammann (1) l'a retrouvée d'une façon tout empirique ; c'est ainsi que pour la naphthaline, on a :

$$U_0 = 34,7, \quad C_1^0 = 0,332, \quad C_2^0 = 0,442,$$

$$T_0 = \frac{34,7}{0,11} = 315 \text{ (au lieu de 353).}$$

(1) *Loc. cit.*, p. 41.

Dans ces cas, il était intéressant, comme pour le soufre, de vérifier si réellement aux basses températures la différence entre les chaleurs spécifiques du cristal et du liquide surfondu décroît fortement. M. Tammann a aimablement attiré notre attention sur le bétol et la benzophénone comme corps présentant le phénomène de la surfusion à un degré considérable. Koref a obtenu les chiffres suivants :

Benzophénone.

	$\frac{dU}{dT}$
137	0,1526 — 0,1514 = 0,0012
295	0,3825 — 0,3051 = 0,0774

Bétol (Interpolé graphiquement).

130	0,148 — 0,144 = 0,004
240	0,256 — 0,2205 = 0,0355
320	0,362 — 0,295 = 0,067

On voit combien nettement les chaleurs spécifiques de la substance à l'état liquide et cristallin tendent à s'égaliser aux basses températures et combien, dans ce cas, $\frac{dU}{dT}$ converge vers zéro.

Sels renfermant de l'eau de cristallisation. — Dans ce cas, on peut calculer l'affinité de la réaction (fixation d'une molécule d'eau par le sel) par la formule déjà donnée :

$$A' = RT \ln \frac{p}{\pi}$$

Il existe des déterminations thermo-chimiques très exactes des chaleurs d'hydratation; d'autre part, au cours des travaux mentionnés plus haut, on a mesuré la chaleur spécifique de la glace et d'une série de sels anhydres et hydratés. Nous disposons donc de données très complètes pour vérifier nos théories.

Le calcul s'effectue de la façon suivante. La valeur de A' calculée à partir de l'équation qui précède est ramenée à la température de la glace fondante au moyen de l'équation (1); de même on réduit à cette température la chaleur d'hydratation en utilisant les chaleurs spécifiques du sel considéré et de l'eau liquide. Si l'on déduit de cette chaleur d'hydratation la chaleur de fusion d'une molécule d'eau (1 440 calories) on obtient les valeurs de A et de U pour la fixation d'une molécule de glace à $T = 273$. D'autre part, la différence de A

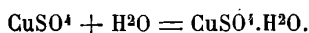
et de U est donnée par la formule (11) :

$$A - U = 2\beta T^2 + \frac{3}{2} \gamma T^3 + \frac{4}{3} \delta T^4 + \dots,$$

dont les coefficients se déduisent des chaleurs spécifiques correspondantes :

$$\frac{dU}{dT} = \Sigma \nu c = 2\beta T + 3\gamma T^2 + 4\delta T^3 + \dots$$

PREMIER EXEMPLE :



Dans ce cas, $\frac{dU}{dT}$ est égal à la chaleur moléculaire de la glace diminuée de celle de l'eau d'hydratation.

Il en résulte :

T	$\frac{dU}{dT}$	$0,005T + 0,5 \cdot 10^{-4} \frac{T^{10}}{10^{20}}$	Observateurs
138	4,85 — 4,16 = 0,69	0,69	Koref
234	7,76 — 6,50 = 1,26	1,42	Koref
258	9,23 — 6,75 = 2,48	1,80	Koref, Schottky

L'influence du deuxième membre en T^{10} est, au reste, presque nulle, mais il fallait l'introduire pour tenir un compte approximatif de l'accroissement de $\frac{dU}{dT}$ causé par la forte élévation de la chaleur moléculaire de la glace.

On trouve facilement :

$$U - A = 405 (T = 273).$$

Or, pour l'eau liquide à 18°, Thomsen trouve pour la réaction qui précède 6 460 calories, Schottky 6 600, moyenne 6 530. A 0°, la chaleur dégagée est de $18 \times (18 - 6,99)$ plus faible, soit 6 332, et pour la glace de

$$6 332 - 1 440 = 4 892 \text{ calories.}$$

D'autre part, on déduit A' des mesures de Schottky, qui trouve $\pi = 4^{\text{mm}}, 6 \text{ Hg}$ à 90°, 5.

$$A' = 1,985 (273 + 90,5) \text{ l. n. } \frac{536}{4,6} = 3 433 \text{ calories.}$$

En réduisant cette valeur à $T = 273$ au moyen de l'équation :

$$A - U = T \frac{dA}{dT},$$

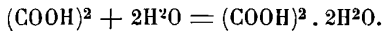
on trouve, en tenant compte des variations de U , que $\frac{dA'}{dT} = -9,0$ en moyenne pour l'intervalle de température compris entre 0° et $90^\circ,5$, d'où :

$$A = 3433 + 90,5 \times 9 = 4247 \quad \text{pour} \quad T = 273 \text{ (obs.)}$$

Or, on déduit de notre théorème, d'après les données purement thermiques, en tenant compte du fait que A est le même pour l'eau solide et l'eau liquide :

$$A = 4892 - 405 = 4487 \text{ (calc.)}$$

DEUXIÈME EXEMPLE :



Nous avons les valeurs :

T	$\frac{dU}{dT}$	$-0,004T + 0,3 \cdot 10^{-4} T^2$	Observateurs
88	$3,30 - 3,44 = -0,14$	$-0,12$	Nernst
138	$5,34 - 4,85 = +0,49$	$+0,02$	Koref
198	$6,82 - 6,59 = +0,23$	$+0,39$	Nernst
235	$8,50 - 7,76 = +0,74$	$+0,72$	Koref

Comparées à celles que l'on obtient pour le sulfate de cuivre et le ferrocyanure de potassium, les valeurs de $\frac{dU}{dT}$ sont faibles et, en outre, changent de signe. On en conclut, sans autre calcul, que, dans ce cas, la différence entre A et U est faible et ne doit pas en tout cas dépasser l'incertitude des mesures.

Il suffit donc d'un développement en série représentant à peu près la courbe observée; de la troisième colonne du tableau précédent il résulte :

$$U - A = -298 + 306 = 8 \text{ calories} \quad \text{pour} \quad T = 273.$$

Pour l'hydratation à 18° par molécule d'eau liquide, Berthelot indique 3 100 calories et Thomson 3 165 calories, soit en moyenne 3 133 calories, ce qui, ramené à 0° et à la glace, donne :

$$3133 - 18 \times 7,2 - 1440 = 1563.$$

D'autre part, d'après les mesures de tension de vapeur de Lesœur, on a :

$t = 20^\circ$	30°	40°	45°	67°	$78^\circ,6$
$A' = 1\ 509$	$1\ 457$	$1\ 272$	$1\ 205$	$1\ 031$	967

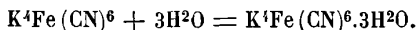
et d'après celles de Jorissen :

$t = 18^\circ,15$	$25^\circ,9$	$32^\circ,2$	$40^\circ,0$	$45^\circ,0$	$50^\circ,0$
$A' = 1\ 315$	$1\ 363$	$1\ 270$	$1\ 230$	$1\ 208$	$1\ 153$

La moyenne de la première série donne 1 240 à $46^\circ,8$, la moyenne de la seconde 1 257 à $35^\circ,2$. Ramenée à 0 par l'équation (1), la première valeur donne 1 525 et la seconde 1 467, soit en moyenne 1 496. Il en résulte pour $T = 273$:

$$A = 1\ 496 \text{ (obs.)} \quad \text{et} \quad A = 1\ 563 - 8 = 1\ 555 \text{ (calc.).}$$

TROISIÈME EXEMPLE :



T	$\frac{dU}{dT}$	$-0,0098T - 0,052 \frac{T^4}{10^8}$	Observateurs
83	$3,30 - 4,00 = -0,70$	$-0,83$	Nernst
137	$5,39 - 6,97 = -1,58$	$-1,53$	Koref
198	$6,59 - 8,86 = -2,27$	$-2,74$	Nernst
235	$7,76 - 12,00 = -4,24$	$-3,90$	Koref

D'où

$$A - U = 928 \quad \text{pour} \quad T = 273.$$

La chaleur d'hydratation par molécule d'eau liquide est, d'après Schottky, de 1 100 calories à 17° soit, à 0° , pour la glace, de

$$1\ 100 - 6 \times 17 = 1\ 000 = -442 \text{ calories.}$$

Pour A' , les mesures de Schottky donnent :

$t = 15$	20	25	30
$A' = 500$	481	465	456

$\frac{dA'}{dT}$ déduit de ces chiffres, ou de l'équation (5) est égal à $-2,32$ à $22^\circ,5$ et à $1,76$ à 0° , d'où pour $T = 273$:

$$A = 473 + 22,5 \times 2,20 = 518 \text{ (obs.);}$$

d'autre part on a :

$$A = 928 - 442 = 486 \text{ (calc.).}$$

Les trois exemples qui précèdent sont typiques. Dans le cas du sulfate de cuivre, U est plus grand que A , la capacité calorifique du corps formé est plus faible que celle des corps qui disparaissent. Dans le cas de l'acide oxalique, U et A sont à peu près égaux, et, par suite, les chaleurs spécifiques sont partout sensiblement additives. Enfin dans le cas du ferrocyanure, A est plus grand que U et la capacité calorifique du corps formé plus grande que celle des corps qui disparaissent. Ce dernier exemple est remarquable et intéressant : nous constatons qu'à toutes les températures la chaleur moléculaire de l'eau de cristallisation est d'une grandeur inusitée et imprévue, conformément à ce que la nouvelle théorie permettait de prévoir.

Il est surprenant que, même pour des corps solides, la règle de Berthelot soit parfois totalement en défaut. La tension de vapeur de la glace étant plus élevée que celle du sel hydraté, la glace et le ferrocyanure se combinent totalement, et ce processus s'effectue avec absorption de 442 calories. Ce n'est qu'en tenant compte des chaleurs spécifiques, comme le permet notre théorème, que l'on peut expliquer qualitativement et quantitativement ce fait.

En ce qui concerne les systèmes gazeux, il suffira de remarquer ici que leurs équilibres aussi peuvent se calculer, si l'on a déterminé à l'aide de notre théorème l'affinité de la même réaction en système condensé, et si l'on connaît de plus les pressions de vapeur des corps réagissants. Pour les applications, voir l'index bibliographique à la fin de ce mémoire.

IV

CALCUL DES FORCES ÉLECTROMOTRICES.

L'établissement du nouveau théorème nous conduit aussi à la solution d'un autre problème : le calcul des forces électromotrices à partir des données thermiques.

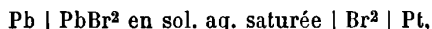
Si nous construisons un élément avec des corps qui se trouvent exclusivement à l'état liquide ou à l'état solide, nous pouvons appliquer les relations (4) et (5) :

$$U = U_0 + \beta T^2 + \gamma T^3 + \dots$$

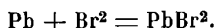
$$E. 23046 = A = U_0 - \beta T^2 - \frac{\gamma}{2} T^3 - \dots$$

Ces équations doivent être limitées au cas de corps purs, solides ou liquides, comme nous l'avons vu tout à l'heure.

Mais, dans la plupart des cas, il n'est pas difficile de calculer suivant ce principe des combinaisons galvaniques qui ne satisfont pas à ces conditions. Considérons, par exemple, l'élément :



la réaction productrice de courant est exprimée par l'équation :



Les corps Pb et PbBr² se trouvent à l'état pur; mais le brome liquide dissout un peu d'eau. Ce phénomène, en raison de la loi des abaisséments réciproques de la solubilité, réduit un peu la solubilité et, par conséquent, aussi la force électromotrice. Mais, d'après ces lois, on peut ramener la solubilité du brome et, par suite, la force électromotrice à l'état de pureté absolue de ce corps.

L'application de nos équations au cas où des gaz participent à la réaction qui fournit le courant est, par ce fait même, impossible, parce que les gaz ne peuvent exister au zéro absolu; cependant on peut étendre la théorie à ces cas, ainsi qu'au cas d'équilibre chimique en système gazeux.

En prenant les choses à la lettre, quand on emploie nos équations, on a besoin des chaleurs spécifiques jusqu'au zéro absolu. On pourrait donc peut-être croire que l'emploi de notre nouveau théorème est très hypothétique. Mais, en réalité (cf. § III), déjà à des températures facilement réalisables, les conditions

$$\frac{dA}{dT} = \frac{dU}{dT} = 0$$

sont remplies, c'est-à-dire que A et U sont égaux. Le calcul de nombreux exemples a montré que déjà, à la température absolue de 100°, à laquelle on peut déjà expérimenter aisément et exactement, la différence entre A et U n'est que de quelques centaines de calories, ce qui correspond à quelques centièmes de volt au plus, mais souvent à beaucoup moins. Au point d'ébullition de l'hydrogène qu'on atteint facilement, comme l'ont montré en particulier les travaux récents de Dewar et de Kamerlingh Onnes, la différence en question ne correspond plus probablement qu'à quelques millièmes de volt dans la plupart des cas.

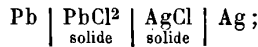
Il en résulte, pour le calcul des forces électromotrices à partir des chaleurs dégagées, la règle suivante : On extrapole, en appliquant

le premier principe thermodynamique, les données thermochimiques de la température ordinaire aux températures les plus basses possible pour lesquelles on pose :

$$E = \frac{U}{23046},$$

et l'on ramène, soit à l'aide du second principe [équation (1)], soit plus simplement à l'aide de nos équations, la force électromotrice à la température à laquelle on désire la connaître. Mais pour cela il faut que la combinaison galvanique remplisse les conditions indiquées ou qu'elle y soit ramenée par le calcul.

L'exemple le mieux connu est la pile :



la force électromotrice a été mesurée très exactement par Broensted ; les courbes des chaleurs spécifiques des quatre corps employés dans cette pile ont été mesurées pour des températures très diverses et calculées d'après la formule d'Einstein par Magnus, comme nous l'avons déjà vu.

Nous avons :

$$\frac{dU}{dT} = \Sigma v c = 3R \left[\frac{e^{\frac{58}{T}} \left(\frac{58}{T}\right)^2}{\left(e^{\frac{58}{T}} - 1\right)^2} + 4 \frac{e^{\frac{168}{T}} \left(\frac{168}{T}\right)^2}{\left(e^{\frac{168}{T}} - 1\right)^2} - 3 \frac{e^{\frac{172}{T}} \left(\frac{172}{T}\right)^2}{\left(e^{\frac{172}{T}} - 1\right)^2} - 2 \frac{e^{\frac{162}{T}} \left(\frac{162}{T}\right)^2}{\left(e^{\frac{162}{T}} - 1\right)^2} \right] + 24,2 \cdot 10^{-5} T^{\frac{3}{2}}.$$

Magnus, dans un mémoire qui paraîtra ces jours-ci dans le *Zeitschrift für Electrochemie*, trouve par intégration :

$$U = U_0 + 3R \left(\frac{58}{e^{\frac{58}{T}} - 1} + \dots \right) + 968 \cdot 10^{-5} T^{\frac{5}{2}}.$$

On en déduit facilement par notre théorème :

$$A = U_0 + 655 + 3RT \left[\ln \left(e^{\frac{58}{T}} - 1 \right) + \dots \right] - 6,45 \cdot 10^{-5} T^{\frac{5}{2}}.$$

Le tableau suivant démontre l'accord parfait entre les valeurs

observées et calculées :

T	A (obs.)	A (calc.)	Différence	(U obs.)	U (calc.)
273,0	11 320	11 327	+ 7		
289,7	11 271	11 269	- 2	12 000	12 290
303,5	11 220	11 220	0		
322,3	11 153	11 153	0		
331,3	11 123	11 120	- 3		
340,0	11 084	11 089	+ 5		
362,0	10 983	11 008	+ 25		

$$R = 1,985, \quad U_0 = 12078.$$

D'ailleurs, avant de connaître la formule d'Einstein, j'avais essayé bien des équations empiriques; après deux intégrations, les formules sont toujours devenues plus compliquées; ici nous avons été surpris de voir que les formules deviennent au contraire plus simples, ce qui me semble confirmer en quelque manière la théorie d'Einstein.

Nous donnons enfin les valeurs de quelques forces électromotrices calculées à l'aide du nouveau théorème; mais, dans ces exemples, nous connaissons seulement les chaleurs spécifiques à la température ordinaire; il a donc fallu extrapoler très loin :

Réaction chimique	T	E obs.	E calc.
$Zn + Hg^2SO_4 + 7H^2O(\text{glace}) = ZnSO_4 \cdot 7H^2O + 2Hg.$	266	1,4624	1,4592
$Pb + I^2 = 2PbI$	291	0,863	0,863
$2Ag + I^2 = 2AgI$	291	0,678	0,618
$H^2 + HgO = Hg + H^2O$	273	0,934	0,880
$2Ag + Cl^2 = 2AgCl$	290	1,157	1,092
$Pb + Cl^2 = 2PbCl^2$	290	1,612	1,594
$2H^2 + O^2 = 2H^2O$	290	1,231	1,243
$H^2 + Cl^2 = 2HCl$ (6 n.).....	303	1,160	1,170
$H^2 + Cl^2 = 2HCl$ (1 n.).....	298	1,366	1,365

Dans la plupart des cas, la différence entre les valeurs calculées et observées n'est que de quelques millivolts; elle est donc de l'ordre de précision des mesures thermochimiques. Dans trois cas seulement, l'écart s'élève à quelques centièmes de volt; il faudrait voir s'il provient alors d'irrégularités dans la marche des chaleurs spécifiques aux basses températures. Il n'en reste pas moins qu'à l'aide du nouveau théorème on peut calculer les forces électromotrices beaucoup plus exactement et sûrement qu'avec la règle de Helmholtz et de Thomson.

Enfin, il ne sera pas sans intérêt de comparer brièvement la théorie thermodynamique que nous venons d'étudier avec la théorie osmotique que nous avons développée dès 1888.

Dans ce but, nous prendrons un exemple simple quelconque, l'élément $\text{Ag} | \text{I}^2$ par exemple. Soient P_1 et P_2 les tensions de dissolution des deux électrodes et p_0 la pression osmotique d'une solution aqueuse saturée d'iodure d'argent, nous aurons par la théorie osmotique et par la théorie thermodynamique :

$$E = RT \text{ l. n. } \frac{P_1}{P_0} + RT \text{ l. n. } \frac{P_2}{P_0} = \frac{U_0 - \beta T^2 - \frac{\gamma}{2} T^3}{23\,046}$$

Nous voyons qu'il est possible de calculer, à un même facteur près, les tensions de dissolution caractéristiques de chaque électrode. On sait que ce facteur disparaît dans les applications pratiques, de sorte qu'on peut admettre un potentiel arbitraire pour une électrode déterminée. Comme la théorie osmotique permet de calculer la force électromotrice des combinaisons galvaniques quelconques où l'on emploie des solutions diluées, les considérations thermodynamiques que nous avons établies en développent beaucoup la portée, puisque les potentiels aux électrodes, qu'il fallait fixer par une mesure avec une électrode de comparaison lorsqu'on se servait de la théorie osmotique seule, sont maintenant susceptibles d'un calcul simple *a priori* dont les éléments sont les données thermiques et les solubilités.

Dans une série de mémoires parus depuis 1888, nous avons prouvé que la théorie des éléments de piles à plusieurs liquides, des éléments thermo-électrolytiques et enfin des éléments formés avec emploi de dissolvants divers, peut toujours être ramenée aux lois qui régissent les vitesses des ions et les coefficients de partage. Nous avons, de plus, montré que l'on peut déduire les vitesses des ions des mesures de diffusion. Nous sommes parvenus ainsi, numériquement dans la plupart des cas, en principe dans les autres, à ramener tous ces phénomènes à des processus non électriques. Nous élargissons maintenant ce cadre en ramenant aussi à des processus non électriques, les différences de potentiels qui s'établissent aux électrodes métalliques.

Enfin, nous insistons sur le fait que, comme toujours la méthode thermodynamique ne nous renseigne pas sur le mécanisme même de la production du courant; on n'a pu l'élucider que par la théorie osmotique.

BIBLIOGRAPHIE CONCERNANT LA NOUVELLE THÉORIE THERMODYNAMIQUE.

- NERNST, *Berechnung chemischen Gleichgewichte aus thermischen Messungen* (*Nachr. d. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen., Math. phys.*, Kl. VI, 1906, I); — *Silliman lectures, Applications of Thermodynamic to Chemistry*, London, Archibald Constable and Co, 1907; — *Ueber die Berechnung electromotorischen Kräfte aus thermischen Grössen* (*Sitzungsber. Berl. Acad.*, 24 Janv. 1909); — NERNST, KOREF et LINDEMANN, *Untersuchungen über die spezifische Wärme bei tiefen Temperaturen* (*Sitzungsber. Berl. Acad.*, 3 März 1910) (Voir aussi NERNST, *Theoretische Chemie*, 6^e édition, p. 699-713 et 732-736).
- A. MAGNUS, *Berechnung electromotorischer Kräfte aus thermischen Messungen* (*Zeitschr. f. Electrochemie*, 1910, p. 273).
- V. WARTENBERG, *Chem. Gleichgewichte d. Cyans, etc.* (*Zeitschr. anorg. Chem.*, 54, p. 299, 1907, u. *Zeitschr. physik. Chem.*, 61, 366; 63, 269, 1908).
- NERNST, *Chem. Gleichgewichte der Halogenwasserstoffe u. des Ammoniak* (*Zeitschr. f. Electrochemie*, 1909, p. 687, et 1910, p. 96).
- SCHOTTKY, *Thermodynamik krystallwasserhaltiger Salze* (*Zeitschr. physik. Chem.*, 64, p. 415, 1908).
- BARKER, *Thermodynam. Berechnung von Dampfdrucken* (*Ibid.*, 71, p. 235; 1910).

THÉORIE DE LA COUCHE CAPILLAIRE DES CORPS PURS ENTRE LES PHASES
HOMOGÈNES DU LIQUIDE ET DE LA VAPEUR ;

Par M. GERRIT BAKKER.

§ 1. *Définitions et notations.* — La constante capillaire H de Laplace peut être conçue comme l'augmentation de l'énergie libre par unité de surface quand on transforme les phases homogènes en matière de la couche capillaire sans changer la masse ni le volume. Si la couche capillaire est sphérique, elle est limitée par deux sphères concentriques de rayons R_1 et R_2 ($R_1 < R_2$). Nous appellerons $R = \frac{1}{2}(R_1 + R_2)$ « rayon de la couche capillaire » et $4\pi R^2$ « surface de la couche ».

Découpons à l'aide de cônes infiniment petits de rayon R la couche capillaire, de telle façon que la masse découpée soit égale à l'unité; la somme S des surfaces correspondant au rayon R s'appellera la surface de la couche capillaire par unité de masse, H étant l'accroissement de l'énergie libre quand on augmente la surface d'une unité, HS sera l'augmentation de l'énergie libre par unité de masse.

§ 2. *Le rayon de courbure de la couche capillaire et l'équation de Kelvin.* — Soient $p_l = p_l$ et $p_v = p_v$ les pressions respectives dans les phases homogènes liquide et vapeur et R_k le rayon de l'équation de Kelvin; celle-ci s'écrit :

$$(1) \quad p_l - p_v = \frac{2H}{R_k}.$$

Quand la courbure est mesurable, $R_k = R = \frac{1}{2}(R_1 + R_2)$. Au contraire, si le rayon d'une goutte est de l'ordre de quelques millimicrons, R_k est différent de R (1).

Considérons la couche capillaire d'épaisseur ζ en équilibre entre les phases liquide et vapeur à la façon des hémisphères de Magdebourg entre les pressions de l'air; il vient: dh étant la différentielle de la normale à la surface capillaire, p_t et p_n la pression en un point de la couche dans la direction tangentielle ou normale :

$$\pi \left(R - \frac{1}{2} \zeta \right)^2 p_l - \pi \left(R + \frac{1}{2} \zeta \right)^2 p_v = -2\pi \int_1^2 p_t \left(R - \frac{1}{2} \zeta + h \right) dh$$

$$(p_l - p_v) \left(1 + \frac{\zeta^2}{4R^2} \right) = \frac{2\zeta(P - \bar{p}_t)}{R} + (p_t - p'_t) \frac{\zeta^2}{R^2}$$

en posant :

$$P = \frac{p_l + p_v}{2}, \quad \bar{p}_t = \frac{1}{\zeta} \int_1^2 p_t dh, \quad p'_t = \frac{1}{\zeta^2} \int_1^2 p_t dh^2.$$

Négligeons les termes en $\frac{\zeta^2}{R^2}$, il vient :

$$(2) \quad p_l - p_v = \frac{2\zeta(P - \bar{p}_t)}{R}.$$

Pour les couches capillaires de rayon plus petit que les ondes lumineuses, on peut prendre pour l'énergie capillaire de Laplace :

$$H = \int_1^2 (p_n - p_t) dh$$

d'où :

$$(3) \quad p_l - p_v = \frac{2\zeta(\bar{p}_n - \bar{p}_t)}{R_k}$$

en posant :

$$\bar{p}_n = \frac{1}{\zeta} \int_1^2 p_n dh.$$

(1) Pour une couche capillaire cylindrique $R_k - R = \frac{\zeta^2 R}{4R}$, ζ_k étant l'épaisseur de la couche capillaire à la température critique.

En comparant (2) et (3), il vient :

$$\frac{R}{R_k} = \frac{P - \bar{p}_\tau}{\bar{p}_N - \bar{p}_\tau}.$$

En réalité, l'énergie capillaire de Laplace est l'intégrale de volume de l'écart de la loi de Pascal. On a donc :

$$HS = \int_1^2 S' (p_N - p_\tau) dh,$$

où S' représente la surface sphérique concentrique à la goutte et passant par le point considéré. Après quelques transformations, nous trouverons :

$$H = (\bar{p}_N - \bar{p}_\tau) \zeta - \frac{\alpha \zeta^2}{R} + \frac{\beta \zeta^3}{R^2}$$

en posant :

$$\alpha = \bar{p}_N - \bar{p}_\tau - (p'_N - p'_\tau) \quad \text{et} \quad \beta = \frac{1}{4}(\bar{p}_N - \bar{p}_\tau) + \frac{1}{3}(p''_N - p''_\tau) - \frac{1}{2}(p'_N - p'_\tau)$$

où

$$\zeta^3 p'_N = \int_1^2 p_N dh^3 \quad \text{et} \quad \zeta^3 p''_\tau = \int_1^2 p''_\tau dh^3.$$

Pour $R = 1^{\mu}$, on a pour l'eau, à la température ordinaire,

$$\frac{\zeta}{R} = \frac{1}{500} \quad \text{ou} \quad \frac{\zeta^2}{R^2} = 4 \cdot 10^{-6}.$$

Pour les valeurs de R de l'ordre des ondes lumineuses et au-dessus, nous pouvons donc prendre :

$$4) \quad H = (\bar{p}_N - \bar{p}_\tau) \zeta - \frac{\alpha \zeta^2}{R}$$

et l'équation de Kelvin donnerait

$$p_l - p_v = \frac{2(\bar{p}_N - \bar{p}_\tau) \zeta}{R_k} - \frac{2\alpha \zeta^2}{RR_k}$$

On trouve comme suit une équation plus simple. J'ai montré dans ce recueil (1) que la dérivée $\frac{dp_N}{dh}$ est le produit de l'écart de la loi de Pascal au point considéré par la courbure $\frac{2}{R+h} = \frac{2}{R}$ de la sphère

(1) Voir *J. de Phys.*, 2^e série, t. VII, p. 206 ; 1908.

qui passe par ce point

$$(5) \quad \frac{dp_N}{dh} = \frac{2(p_N - p_\tau)}{R'}$$

ou

$$(6) \quad (R_1 + h) dp_N = 2(p_N - p_\tau) dh.$$

Intégrons par rapport à h , on trouve facilement :

$$(7) \quad p_l - p_v = \frac{(P + \bar{p}_N - 2\bar{p}_\tau) \zeta}{R}.$$

Pour les couches capillaires de faible courbure :

$$P = \bar{p}_N, \quad H = \int_1^2 (p_N - p_\tau) dh$$

de sorte que (7) devient :

$$p_l - p_v = \frac{2(\bar{p}_N - \bar{p}_\tau) \zeta}{R} = \frac{2H}{R}.$$

§ 3. *Chaleur de vaporisation et tension capillaire.* — Considérons autant de couches capillaires sphériques de même courbure qu'il y a d'unités dans la masse totale. L'équilibre de ces couches entre les phases homogènes du liquide et de la vapeur exige l'égalité des potentiels thermodynamiques μ_1 et μ_2 ou encore :

$$(8) \quad \epsilon_1 - T\eta_1 + p_1v_1 = \epsilon_2 - T\eta_2 + p_2v_2,$$

r désignant la chaleur de vaporisation, ϵ et η l'énergie libre et l'entropie, on a :

$$(9) \quad r = T(\eta_2 - \eta_1) = \epsilon_2 - \epsilon_1 + p_2v_2 - p_1v_1.$$

L'état de la matière par unité de masse des couches de même courbure est déterminé par deux paramètres. Différentions les deux membres de (9) par rapport à T en laissant provisoirement indéterminé le second paramètre, on a :

$$(10) \quad \frac{\partial r}{\partial T} = \frac{\partial \epsilon_2}{\partial T} - \frac{\partial \epsilon_1}{\partial T} + p_2 \frac{\partial v_2}{\partial T} - p_1 \frac{\partial v_1}{\partial T} + v_2 \frac{\partial p_2}{\partial T} - v_1 \frac{\partial p_1}{\partial T}.$$

Soit c la chaleur spécifique à volume constant :

$$c_1 = \frac{\partial \epsilon_1}{\partial T} + p_1 \frac{\partial v_1}{\partial T}, \quad c_2 = \frac{\partial \epsilon_2}{\partial T} + p_2 \frac{\partial v_2}{\partial T}$$

d'où :

$$(11) \quad \frac{\partial r}{\partial T} = c_2 - c_1 + v_2 \frac{\partial p_2}{\partial T} - v_1 \frac{\partial p_1}{\partial T}.$$

D'autre part :

$$(12) \quad \frac{r}{T} = \eta_2 - \eta_1 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial r}{\partial T} - \frac{r}{T} = c_2 - c_1$$

(11) et (12) donnent :

$$(13) \quad \frac{r}{T} = v_2 \frac{\partial p_2}{\partial T} - v_1 \frac{\partial p_1}{\partial T}.$$

Quand on choisit R comme second paramètre, les phases homogènes 1 et 2 sont séparées par des couches capillaires de courbure définie, et r désigne toujours la chaleur de vaporisation, les phases homogènes étant aussi supposées séparées par des couches capillaires de courbure définie.

Si la courbure est nulle, $p_1 = p_2$, et l'on retrouve l'équation de Clapeyron ordinaire :

$$r = T(v_2 - v_1) \frac{dp_1}{dT}.$$

Pour la chaleur de vaporisation interne, on a :

$$r_i = r - p(u_2 - u_1) \quad \text{avec} \quad p = \int_1^2 p' dv,$$

p' étant la pression de l'isotherme théorique ; d'où

$$(13a) \quad r_i = r - p(v_2 - v_1) = v_2 \left(T \frac{dp_2}{dT} - p_2 \right) - v_1 \left(T \frac{dp_1}{dT} - p_1 \right)$$

car $p_2 v_2 = p_1 v_1 = \int_1^2 p' dv$. — (13a) peut s'écrire :

$$r_i = \frac{v_2 - v_1}{2} \left\{ T \frac{d(p_1 + p_2)}{dT} - (p_1 + p_2) \right\} - \frac{v_1 + v_2}{2} \left\{ T \frac{d(p_1 - p_2)}{dT} - (p_1 - p_2) \right\}.$$

Or, $p_1 - p_2 = \frac{2H}{R_k}$. En choisissant R_k comme second paramètre, on aura :

$$\frac{\partial(p_1 - p_2)}{\partial T} = \frac{2}{R_k} \frac{\partial H}{\partial T}.$$

d'où :

$$(14) \quad r_i = (v_2 - v_1) \left(T \frac{\partial P}{\partial T} - P \right) + \frac{v_1 + v_2}{2} \left(H - T \frac{\partial H}{\partial T} \right).$$

Les quotients différentiels $\frac{\partial P}{\partial T}$ et $\frac{\partial H}{\partial T}$ sont pris évidemment à R_k constant. Si la couche capillaire est plane, $R_k = \infty$, $P = \frac{p_l + p_v}{2} = p_1$ car $p_l = p_v = p_1 =$ pression de vapeur ordinaire; (14) devient donc :

$$r_l = (v_2 - v_1) \left(T \frac{\partial P}{\partial T} - P \right) = (v_2 - v_1) \left(T \frac{dp_1}{dT} - p_1 \right).$$

§ 4. *Équation de l'énergie de la couche capillaire.* — Soit v le volume spécifique de la couche capillaire, on aura, ρ_1 et ρ_2 étant les densités du liquide et de la vapeur saturée et x le titre du liquide :

$$\frac{x}{\rho_1} + \frac{1-x}{\rho_2} = v, \quad \text{d'où} \quad x = \frac{\rho_1 - v\rho_1\rho_2}{\rho_1 - \rho_2} \quad \text{et} \quad 1-x = \frac{v\rho_1\rho_2 - \rho_2}{\rho_1 - \rho_2}.$$

L'énergie libre de la couche capillaire par unité de masse, calculée à l'aide des phases homogènes qui sont supposées la former sans changement de masse ni de volume :

$$(15) \quad \frac{\rho_1 - v\rho_1\rho_2}{\rho_1 - \rho_2} (\mu_1 - p_1 v_1) + \frac{v\rho_1\rho_2 - \rho_2}{\rho_1 - \rho_2} (\mu_2 - p_2 v_2) = \mu_1 + \frac{p_2 - p_1}{\rho_1 - \rho_2} + v \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{v_2 - v_1}.$$

Or, p' étant la pression de l'isotherme théorique, on a :

$$p = \frac{1}{v_2 - v_1} \int_1^2 p' dv = \text{pression moyenne} = \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{v_2 - v_1}.$$

Le second membre de (15) devient donc :

$$(16) \quad \mu_1 - \frac{p_1 - p_2}{\rho_1 - \rho_2} - pv.$$

Or, ce qu'on nomme ordinairement *énergie capillaire* n'est autre que la différence entre l'énergie libre de la couche capillaire et celle des phases homogènes qui l'ont formée.

L'énergie libre par unité de masse de la couche capillaire sera donc :

$$\varepsilon - T\eta = \mu_1 - \frac{p_1 - p_2}{\rho_1 - \rho_2} - pv + \text{HS.}$$

Or,

$$\mu_1 = \mu_2 = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} - T \frac{\eta_1 + \eta_2}{2} + \frac{p_1 v_1 + p_2 v_2}{2}$$

d'où :

$$(17) \quad \varepsilon - \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2} - T \left(\eta - \frac{\eta_1 + \eta_2}{2} \right) + p \left(v - \frac{v_1 + v_2}{2} \right) = \text{HS.}$$

Il faut maintenant transformer la quantité $\eta - \frac{\eta_1 + \eta_2}{2}$. A cet effet, transformons l'unité de masse du liquide en couche capillaire ; pour cela il faut vaporiser la masse de liquide $(1 - x)$. La chaleur de vaporisation correspondante est donc :

$$(18) \quad \frac{v\rho_1\rho_2 - \rho_2}{\rho_1 - \rho_2} r = \frac{v - v_1}{v_2 - v_1} r.$$

Il faut, de plus, ajouter la quantité de chaleur $- T \frac{\partial H}{\partial T} S$ (1). Dès lors, en divisant par T la somme des quantités de chaleur, on a l'entropie η de la couche capillaire :

$$\eta - \eta_1 = - S \frac{\partial H}{\partial T} + \frac{v - v_1}{v_2 - v_1} \frac{r}{T}$$

En remarquant que l'on a : $\eta_2 - \eta_1 = \frac{r}{T}$ et $u = v_2 - v_1$, il vient :

$$(19) \quad \eta - \frac{\eta_1 + \eta_2}{2} = - S \frac{\partial H}{\partial T} + \left(v - \frac{v_1 + v_2}{2} \right) \frac{r}{uT}.$$

En différentiant (17) à R = constante, on trouve :

$$d\varepsilon - Td\eta - \frac{1}{2} (d\varepsilon_1 - Td\eta_1) - \frac{1}{2} (d\varepsilon_2 - Td\eta_2) - \left(\eta - \frac{\eta_1 + \eta_2}{2} \right) dT + d \left(v - \frac{v_1 + v_2}{2} \right) p = HdS + SdH.$$

Remplaçons-y $\eta - \frac{\eta_1 + \eta_2}{2}$ par sa valeur tirée de (19) : il vient, en remarquant que

$$(20) \quad \begin{aligned} d\varepsilon_1 &= Td\eta_1 - p_1dv_1 & \text{et} & & d\varepsilon_2 &= Td\eta_2 - p_2dv_2, \\ d\varepsilon - Td\eta - HdS &= - \frac{1}{2} p_1dv_1 - \frac{1}{2} p_2dv_2 \\ &+ \left(v - \frac{v_1 + v_2}{2} \right) \left(\frac{r}{uT} dT - dp \right) - pd \left(v - \frac{v_1 + v_2}{2} \right). \end{aligned}$$

On trouve, en différentiant l'identité :

$$(21) \quad \begin{aligned} P - p &= \frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1} \frac{p_1 - p_2}{2}, \\ \frac{d(P - p)}{dT} &= \frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1} \frac{d}{dT} \left(\frac{p_1 - p_2}{2} \right) + \frac{p_1 - p_2}{2} \frac{d}{dT} \left(\frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1} \right). \end{aligned}$$

(1) $\frac{\partial H}{\partial T}$ est la différentielle à R = C*.

D'autre part, l'équation (13) peut s'écrire :

$$(22) \quad \frac{2r}{(v_2 - v_1) T} = \frac{dp_1}{dT} + \frac{dp_2}{dT} + \frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1} \left(\frac{dp_2}{dT} - \frac{dp_1}{dT} \right).$$

Les équations (21) et (22) donnent :

$$\frac{r}{u} - T \frac{dp}{dT} = \frac{p_1 - p_2}{2} T \frac{d}{dT} \left(\frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1} \right).$$

Substituons dans (20), il vient :

$$d\varepsilon - Td\eta - HdS = \frac{1}{2}(p - p_1) dv_1 + \frac{1}{2}(p - p_2) dv_2 + \frac{p_1 - p_2}{2} vd \left(\frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1} \right) \\ - \frac{p_1 - p_2}{2} \frac{v_1 + v_2}{2} d \left(\frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1} \right) + \frac{p_1 - p_2}{2} \frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1} dv - Pdv.$$

Or :

$$p_1 - p = \frac{v_2}{v_2 - v_1} (p_1 - p_2) \quad \text{et} \quad p_2 - p = \frac{v_1}{v_2 - v_1} (p_1 - p_2).$$

En substituant, on trouve pour l'équation de l'énergie :

$$(23) \quad Td\eta = d\varepsilon + Pdv - HdS + \frac{p_1 - p_2}{2} d \left(\frac{2v_1v_2}{v_2 - v_1} - v \frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1} \right).$$

Pour une couche capillaire plane, $p_1 = p_2 =$ pression ordinaire de la vapeur.

L'équation (23) devient alors :

$$(23a) \quad Td\eta = d\varepsilon + Pdv - HdS.$$

On peut encore obtenir l'équation (23a) de la manière suivante. ζ étant l'épaisseur de la couche capillaire plane, le travail de la pression p (qui est celle du liquide comme de la vapeur) est, pour l'unité de masse, $Spd\zeta$. De même le travail de \bar{p}_r est $\bar{p}_r\zeta dS$. Donc :

$$Td\eta = d\varepsilon + Spd\zeta + \bar{p}_r\zeta dS.$$

Or,

$$H = (\bar{p}_N - \bar{p}_r) \zeta, \quad \bar{p}_N = p \quad \text{et} \quad v = \zeta S;$$

d'où :

$$Td\eta = d\varepsilon + pdv - p\zeta dS + \bar{p}_r\zeta dS = d\varepsilon + pdv \\ - (\bar{p}_N - \bar{p}_r) \zeta dS = d\varepsilon + pdv - HdS.$$

§ 5. *La couche capillaire plane comme limite de la couche capillaire cylindrique.* — L'équation de Kelvin devient dans le cas d'une

couche capillaire cylindrique :

$$p_e - p_v = \frac{H}{R_k}.$$

De même l'équation (6) du § 2 devient :

$$(24) \quad dp_n (R_1 + h) = - (p_n - p_\tau) dh.$$

En intégrant, il vient :

$$R_1 (p_2 - p_1) + \zeta p_2 - \int_1^2 p_n dh = - \int_1^2 p_n dh + \int_1^2 p_\tau dh$$

d'où :

$$\left(R_1 - \frac{1}{2} \zeta \right) (p_2 - p_1) + \zeta p_2 = \bar{p}_\tau \zeta$$

ou

$$(25) \quad p_1 - p_2 = \frac{(P - \bar{p}_\tau) \zeta}{R}.$$

Pour une couche capillaire de courbure faible, on peut poser $P = \bar{p}_n$ et $H = (\bar{p}_n - \bar{p}_\tau) \zeta$, et l'équation (25) s'écrit :

$$p_1 - p_2 = \frac{H}{R}.$$

Pour obtenir l'équation de l'énergie, calculons d'abord le travail des pressions p_2 et p_1 .

Ce travail est :

$$\frac{1}{2} S_2 p_2 d\zeta + \frac{1}{2} S_1 p_1 d\zeta$$

or

$$S_2 = S \left(1 + \frac{\zeta}{2R} \right) \quad \text{et} \quad S_1 = S \left(1 - \frac{\zeta}{2R} \right);$$

d'où :

$$PSd\zeta + \frac{\zeta}{4R} Sd\zeta (p_2 - p_1).$$

Soit S' la surface cylindrique concentrique à la surface de la couche capillaire passant par le point considéré ; le travail effectué par la pression p_τ parallèle à la surface de la couche est :

$$(26) \quad \Sigma dS' p_\tau dh.$$

Or $S' = 2\pi R'z$, z désignant la longueur de la couche cylindrique (1).

(1) La masse totale étant l'unité, nous imaginons un grand nombre de couches capillaires cylindriques de même courbure, la longueur totale étant z .

On a donc, S_1 désignant la surface cylindrique qui limite la couche à l'intérieur :

$$S' = S_1 \left(1 + \frac{h}{R_1} \right).$$

Substituant dans (26), le travail effectué par la pression p_τ devient :

$$\Sigma dS_1 p_\tau dh \left(1 + \frac{h}{R_1} \right) = dS_1 \zeta \bar{p}_\tau + \frac{dS_1}{2R_1} p'_\tau \zeta^2 = dS \left(1 - \frac{\zeta}{2R} \right) \zeta \bar{p}_\tau + \frac{dS}{2R} p'_\tau \zeta^2.$$

(Les significations sont analogues à celles de la couche capillaire sphérique, de sorte que S représente la surface cylindrique de rayon $R = \frac{R_1 + R_2}{2}$, etc.)

Le travail extérieur total devient donc :

$$(27) \quad PSd\zeta - \frac{\zeta}{4R} Sd\zeta (p_1 - p_2) + dS \left(1 - \frac{\zeta}{2R} \right) \zeta \bar{p}_\tau + \frac{dS}{2R} p'_\tau \zeta^2.$$

Multipliant les deux membres de (24) par h et intégrant, il vient :

$$(28) \quad R (p_2 - p_1) + \frac{1}{2} \zeta \bar{p}_n + \frac{1}{2} \zeta p_2 = \frac{1}{2} p'_n \zeta + \frac{1}{2} p'_\tau \zeta,$$

p'_τ et p'_n ayant les significations que l'on a déjà vues.

L'énergie capillaire étant l'intégrale de volume de l'écart de la loi de Pascal, on a pour l'énergie capillaire par unité de masse :

$$\begin{aligned} HS &= \int_1^2 S' (p_n - p_\tau) dh = S_1 \int_1^2 \left(1 + \frac{h_1}{R_1} \right) (p_n - p_\tau) dh \\ &= S \left(1 - \frac{\zeta}{2R} \right) \zeta (\bar{p}_n - \bar{p}_\tau) + \frac{S}{2R} \zeta^2 (p'_n - p'_\tau) \end{aligned}$$

ou encore

$$(29) \quad H = \zeta (\bar{p}_n - \bar{p}_\tau) - \frac{\zeta^2}{2R} \left\{ (\bar{p}_n - \bar{p}_\tau) - (p'_n - p'_\tau) \right\}$$

En éliminant p'_n entre (28) et (29), on trouve facilement :

$$(30) \quad \zeta p'_\tau = \left(R + \frac{1}{2} \zeta \right) p_2 - \left(R - \frac{1}{2} \zeta \right) \bar{p}_\tau - \frac{R}{\zeta} H.$$

L'expression (27) du travail extérieur devient donc :

$$(31) \quad PSd\zeta + \frac{1}{2} dS \zeta p_2 + \frac{1}{2} dS \zeta \bar{p}_\tau - \frac{1}{2} HdS + \frac{\zeta}{4R} Sd\zeta (p_2 - p_1) + \frac{\zeta dS}{2R} \left\{ \frac{1}{2} \zeta p_2 - \frac{1}{2} \zeta \bar{p}_\tau \right\}$$

Or

$$(25) \quad \bar{p}_1 \zeta = \left(R + \frac{1}{2} \zeta \right) p_2 - \left(R - \frac{1}{2} \zeta \right) p_1.$$

Si nous substituons dans (31), il vient :

$$P(Sd\zeta + \zeta dS) - \frac{1}{2} H dS - \frac{1}{2} R dS (p_1 - p_2) - \frac{\zeta}{8R} (p_1 - p_2) \left\{ 2Sd\zeta + \zeta dS \right\}.$$

Or,

$$v = \pi (R_2^2 - R_1^2) z = \pi \zeta (R_1 + R_2) z = 2\pi \zeta R z = S \zeta,$$

d'où :

$$\begin{aligned} Sd\zeta + \zeta dS &= dv \\ \zeta (2Sd\zeta + \zeta dS) &= \zeta (dv + Sd\zeta) = \zeta dv + v d\zeta = d(v\zeta). \end{aligned}$$

L'expression du travail extérieur devient donc, en remplaçant

$p_1 - p_2$ par $\frac{H}{R_k}$:

$$(32) \quad Pdv - \frac{1}{2} H \frac{R_k + R}{R_k} dS - \frac{H\zeta}{4RR_k} dv + \frac{\zeta^2}{8RR_k} HdS.$$

L'équation de l'énergie peut donc s'écrire :

$$(33) \quad Td\eta = d\varepsilon + Pdv - \frac{1}{2} H \left(1 + \frac{R}{R_k} \right) dS - \frac{p_1 - p_2}{2} d \frac{\zeta v}{4R}.$$

Les considérations du § 4, qui ont conduit à l'équation (23) de l'énergie de la couche sphérique, ne reposant que sur l'uniformité de la courbure de la couche sont aussi valables pour la couche capillaire cylindrique. On a donc :

$$(23) \quad Td\eta = d\varepsilon + Pdv - HdS + \frac{p_1 - p_2}{2} d \left(\frac{2v_1 v_2}{v_2 - v_1} - v \frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1} \right).$$

En combinant (33) et (23), il vient :

$$(34) \quad dS (R_k - R) = d \left(\frac{2v_1 v_2}{v_2 - v_1} - v \frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1} \right) + \frac{1}{4R} d(\zeta v).$$

Comme paramètres déterminant l'état de la couche capillaire, nous avons choisi T et le rayon $R = \frac{R_1 + R_2}{2}$. Dans l'équation précédente, les différentielles se rapportent à des changements de température, R devant être considéré comme une constante.

Posons :

$$\bar{p}_n = \frac{1}{\zeta S} \int S' p_n dh,$$

nous pourrons démontrer la relation :

$$(35) \quad 2v \frac{\bar{p}_n - P}{\rho_1 - \rho_2} = \frac{2v_1 v_2}{v_2 - v_1} - v \frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1}$$

Si l'on forme l'unité de masse de la couche capillaire à l'aide des quantités de liquide et de vapeur $\frac{\rho_1 - v\rho_1\rho_2}{\rho_1 - \rho_2}$ et $\frac{v\rho_1\rho_2 - \rho_2}{\rho_1 - \rho_2}$, l'énergie libre perdue est, voir (16) :

$$- \left\{ \frac{\rho_1 - v\rho_1\rho_2}{\rho_1 - \rho_2} p_1 v_1 + \frac{v\rho_1\rho_2 - \rho_2}{\rho_1 - \rho_2} p_2 v_2 \right\} = - \left(\frac{p_1 - p_2}{\rho_1 - \rho_2} + pv \right)$$

si $\bar{\rho} = \frac{1}{v}$ désigne la densité moyenne de la couche capillaire, l'expression précédente s'écrit encore :

$$(36) \quad - \left\{ p + \frac{\bar{\rho}}{\rho_1 - \rho_2} (p_1 - p_2) \right\} v.$$

L'énergie libre gagnée n'est autre que le travail de \bar{p}_r pris en signe contraire ou $-\bar{p}_r v$, le rayon R étant considéré comme une constante. L'énergie capillaire par unité de masse n'étant autre que l'augmentation d'énergie libre, on a :

$$(37) \quad HS = \left\{ p + \frac{\bar{\rho}}{\rho_1 - \rho_2} (p_1 - p_2) - \bar{p}_r \right\} v.$$

D'autre part :

$$HS = (\bar{p}_n - \bar{p}_r) v$$

d'où :

$$(38) \quad \bar{p}_n - p = \frac{\bar{\rho}}{\rho_1 - \rho_2} (p_1 - p_2).$$

Comme on a :

$$P = p + \frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_2 - \rho_1} (p_1 - p_2), \quad \bar{\rho} = \frac{1}{v}, \quad \rho_1 = \frac{1}{v_1}, \quad \rho_2 = \frac{1}{v_2}$$

il s'ensuit l'équation (38), qui est la même que (35) :

$$(39) \quad \frac{\bar{p}_n - p}{p_1 - p_2} = \frac{\bar{\rho} - \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}}{\rho_1 - \rho_2}$$

On a de plus :

$$(40) \quad v\bar{p}_n = \zeta S \bar{p}_n = \int_1^2 S' p_n dh = S\zeta \left(1 - \frac{\zeta}{2R} \right) \bar{p}_n + S \frac{\zeta^2}{2R} p'_n$$

(40) comparé à (28) et à (29) donne :

$$(41) \quad \zeta S \bar{p}_n = \frac{1}{2} HS + \frac{1}{2} \zeta S \bar{p}_r \left(1 - \frac{\zeta}{2R} \right) + \frac{1}{2} \zeta S p_2 \left(1 + \frac{\zeta}{2R} \right).$$

Si l'on substitue cette valeur de \bar{p}_n dans (39), on a, en utilisant (25) :

$$(42) \quad \frac{H - (p_1 - p_2) \left(\frac{\zeta^2}{4R} + R \right)}{p_1 - p_2} = \zeta \frac{\bar{p} - (\rho_1 + \rho_2)}{\rho_1 - \rho_2}$$

Or $\frac{H}{p_1 - p_2} = R_k$; par suite il vient :

$$(43) \quad S (R_k - R) = \frac{\zeta v}{4R} + \frac{2v_1 v_2}{v_2 - v_1} - v \frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1}.$$

En différentiant la dernière équation on a :

$$(44) \quad Sd(R_k - R) + (R_k - R) dS = d \frac{\zeta v}{4R} + d \left\{ \frac{2v_1 v_2}{v_2 - v_1} - v \frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1} \right\}.$$

En tenant compte de (34), il vient :

$$Sd(R_k - R) = SdR_k = 0 \quad R_k = \text{constante.}$$

Si on fait varier la température en laissant R invariable, la grandeur R_k de Kelvin est aussi invariable.

A la température critique :

$$\bar{p} = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \quad \text{ou} \quad \frac{2v_1 v_2}{v_2 - v_1} - v \frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1} = 0.$$

Si ζ_k représente l'épaisseur de la couche capillaire à la température critique, l'équation (43) donne alors :

$$R_k - R = \frac{\zeta_k^2}{4R}$$

et peut ensuite s'écrire :

$$(45) \quad \frac{\bar{p} - (\rho_1 + \rho_2)}{\rho_1 - \rho_2} = \frac{\zeta_k^2 - \zeta^2}{4R\zeta}.$$

Considérons maintenant la couche capillaire plane comme la limite de la couche cylindrique.

Alors $R = \infty$: comme de plus $\zeta_k^2 - \zeta^2$ reste petit, il s'ensuit :

$$(46) \quad \lim \frac{\bar{p} - (\rho_1 + \rho_2)}{\rho_1 - \rho_2} = \lim \frac{\zeta_k^2 - \zeta^2}{4R\zeta} = 0, \quad \text{d'où} \quad \bar{p} = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}.$$

La masse d'une couche capillaire plane d'un volume égal à 1 centimètre cube est la somme de la masse d'un demi-centimètre cube de liquide et d'un demi-centimètre cube de vapeur saturée.

En portant la valeur de $\bar{\rho}$ dans celle x on trouve

$$x = \frac{\rho_1}{\rho_1 + \rho_2} \quad 1 - x = \frac{\rho_2}{\rho_1 + \rho_2}.$$

La loi de Cailletet et Mathias donne, α étant une constante négative:

$$\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} = \rho_k + \alpha (T_k - T) \quad \text{d'où} \quad \bar{\rho} = \rho_k + \alpha (T_k - T)$$

c'est-à-dire que la densité moyenne de la couche capillaire plane est une fonction linéaire décroissante de la température.

Remarque. — On pourrait objecter à ce qui précède que, au point critique, l'expression :

$$\frac{2v_1v_2}{v_2 - v_1} - v \frac{v_1 + v_2}{v_2 - v_1} = \frac{2v_1v_2 - v(v_1 + v_2)}{v_1 - v_2}$$

se présente sous la forme indéterminée $\frac{0}{0}$. Il est aisé de lever cette indétermination en remplaçant les volumes en fonction des densités et appliquant la règle de L'Hopital en tenant compte de la loi du diamètre rectiligne.

PRISME A FACES COURBES POUR SPECTROGRAPHE OU SPECTROSCOPE (1);

Par M. Ch. FÉRY.

I

Les spectrographes ont presque complètement remplacé les spectroscopes dans les recherches chimiques ; ils présentent sur ces derniers appareils l'avantage précieux d'inscrire les résultats obtenus. Par la photographie sur la même plaque du spectre du fer dont les raies ont été soigneusement repérées, on rend inutile l'emploi du classique micromètre.

(1) Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 4 mars 1910.

Les mesures de longueur d'onde des raies du métal ou du corps étudié se font alors avec beaucoup de précision, en mesurant le cliché obtenu au moyen d'une petite machine à diviser. Les raies du fer étant très nombreuses et très fines, on obtient facilement, par interpolation, la longueur d'onde des raies inconnues qui se trouvent encadrées par celles du spectre étalon.

C'est dans les régions bleue, violette et ultra-violette que l'emploi de ces appareils est tout indiqué, étant donné les radiations pour lesquelles sont sensibles les plaques photographiques ordinaires.

Dans ces régions aussi, la dispersion de presque toutes les substances réfringentes est considérable et le grand étalement du spectre obtenu est très favorable à la précision des mesures.

La région facilement photographiable est comprise entre 5 000 et 2 200 U. A. Pour atteindre ces dernières longueurs d'onde, il faut avoir recours au quartz qui ne les absorbe pas.

II

Le spectrographe le plus généralement employé est constitué par un ou deux prismes de quartz de 60° placés au minimum de déviation pour la région moyenne photographiée, et taillées de telle sorte que la direction générale du faisceau soit parallèle à l'axe du quartz. Si on emploie un prisme unique, on devra le constituer par la réunion de deux prismes de 30° , l'un droit et l'autre gauche, l'indice des circulaires droit et gauche étant légèrement différent (prisme de Cornu).

Pour augmenter l'étalement du spectre, le quartz ayant un pouvoir dispersif qui n'est que le tiers environ de celui du flint, on se sert de lentilles à long foyer (de l'ordre de $0^m,50$ à 1 mètre), ces lentilles étant taillées perpendiculairement à l'axe dans des cristaux de rotation contraire.

Généralement ces lentilles ne sont pas achromatiques ; la fluorine ou le spath d'Islande sont en effet les deux seules matières qu'il soit possible d'associer au quartz sans augmenter l'absorption dans l'ultra-violet ; or ces matières sont rares et d'un prix élevé, et le spath a en outre une double réfraction prononcée, gênante pour cette application.

Il résulte de ce défaut d'achromatisme que le foyer des rayons ultra-violet est beaucoup plus court que celui des rayons lumineux,

et que le châssis photographique doit faire avec la direction du faisceau issu de la seconde lentille un angle assez aigu.

Cet angle, que nous allons calculer dans le cas d'un spectographe à un seul prisme, est évidemment indépendant du foyer des lentilles.

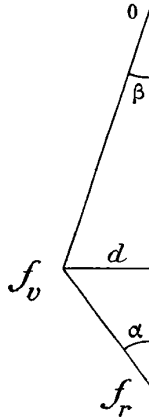


FIG. 1.

En effet, soit O (fig. 1) le centre optique de l'ensemble des deux lentilles entre lesquelles est placé le prisme, β l'angle de dispersion entre deux longueurs d'onde λ_v et λ_r et f_v et f_r les foyers violet et rouge de ces deux radiations.

On a :

$$(1) \quad \frac{\tan \alpha}{\tan \beta} = \frac{\frac{d}{f_r - f_v}}{\frac{d}{f_v}} = \frac{f_v}{f_r - f_v}.$$

Le « foyer chimique » $f_r - f_v$ est facile à calculer pour une des lentilles, en partant des formules connues :

$$\frac{1}{f_v} = (n_v - 1) \sum \left(\frac{1}{R} \right)$$

et

$$\frac{1}{f_r} = (n_r - 1) \sum \left(\frac{1}{R} \right).$$

Pour l'ensemble des deux verres, il sera évidemment double, et l'équation (1) deviendra :

$$\frac{\tan \alpha}{\tan \beta} = \frac{f_r}{2(f_r - f_v)}.$$

Si nous prenons, pour obtenir ce rapport, les deux radiations extrêmes dont les indices ordinaires sont pour le quartz :

$$\begin{array}{ll} \text{Raie A.....} & n_r = 1.539 \\ - \text{P.....} & n_v = 1.568 \end{array}$$

on trouve :

$$\frac{\tan \alpha}{\tan \beta} = 9,25.$$

Calculons β .

$$n_r \sin \frac{A}{2} = \sin \frac{A + \delta_r}{2},$$

$$n_v \sin \frac{A}{2} = \sin \frac{A + \delta_v}{2},$$

ou pour le quartz :

$$1.539 \times 0,5 = 0,7695 = \sin \frac{A + \delta_r}{2} = \sin 50^\circ \frac{2}{100}$$

$$1.568 \times 0,5 = 0,7840 = \sin \frac{A + \delta_v}{2} = \sin 51^\circ \frac{60}{100}.$$

La différence $51,60 - 50,02 = 1^\circ \frac{58}{100}$ représente donc $\frac{1}{2} (\delta_v - \delta_r)$.

L'angle de dispersion du prisme de 60 est donc

$$\beta = 2 \times 1^\circ \frac{58}{100} = 3^\circ \frac{16}{100}.$$

$$\tan \beta = 0,056$$

et

$$\tan \alpha = 0,056 \times \frac{2(r_r - l_v)}{f_v} \quad \text{ou} \quad 9,25 = 0,508,$$

d'où

$$\alpha = 27^\circ$$

C'est donc sous cet angle très faible de 27° , soit 63° avec la normale à la plaque, que les rayons rencontrent cette dernière.

De plus les divers foyers colorés sont répartis sur une surface courbe, ce qui oblige à fléchir la plaque ou employer des pellicules, afin d'épouser le mieux possible la forme de la diacaustique.

Cette grande inclinaison du châssis photographique a pour résultats de multiplier la dispersion par $\frac{1}{\sin 27^\circ} = 2,2$, mais elle offre l'inconvénient de multiplier par le même facteur l'étalement des raies provenant d'une mise au point incorrecte.

Cette remarque explique l'instabilité du réglage des spectro-

graphes, et montre combien leurs divers éléments doivent être assemblés d'une façon rigide, si on veut obtenir un réglage stable.

Ajoutons à ces quelques critiques d'autres provenant de l'encombrement, du prix élevé de ces appareils, et aussi des pertes de lumière éprouvées par le passage des rayons dans ces divers milieux. Enfin le réglage de ces appareils, bien que très connu, n'en reste pas moins une opération longue et méticuleuse et qui ne peut que se faire par tâtonnements, tant en ce qui concerne l'inclinaison du châssis que la courbure qu'il faut lui donner.

III

C'est pour essayer d'échapper à ces diverses critiques que j'ai combiné un spectrographe basé sur l'emploi d'un prisme à faces courbes spécialement construit et dont je vais donner la description.

Il est admis que, pour obtenir un spectre pur, il est nécessaire de faire tomber sur un prisme, placé au minimum de déviation, un faisceau de rayons *parallèles*. La source est une fente aussi étroite que possible, disposée parallèlement à l'arête réfringente et placée au foyer principal de la lentille collimatrice. Une seconde lentille, recevant les divers faisceaux parallèles monochromatiques, en donne, dans son plan focal, une image nette.

On peut énoncer d'une façon plus générale que, pour obtenir un spectre pur, il faut et il suffit que les angles d'incidence des divers rayons incidents soient égaux ; il doit en être de même pour les angles d'émergence de tous les rayons d'une même longueur d'onde.

Cette condition est évidemment remplie par le prisme à faces planes usuellement employé, mais on peut imaginer d'autres solutions satisfaisant également cette condition et réalisant aussi celle du minimum de déviation : angles d'incidence et d'émergence égaux.

Soit en effet R, le rayon de courbure de la face d'incidence d'un prisme MPQN (*fig. 2*).

Menons les droites PC et QC, faisant avec les normales aux points d'incidence des angles égaux i ; au point C d'intersection de ces deux droites sera placée la fente.

La condition indiquée sera remplie par tous les rayons issus de C et venant frapper le prisme.

Imaginons que la radiation monochromatique choisie soit telle qu'on ait $\sin i = n_\lambda \sin r$.

A l'angle d'incidence i correspondra donc un angle r et en prolongeant les deux rayons ainsi réfractés en P et Q, nous obtenons au point d'intersection B, le centre de courbure de la seconde surface MN d'un prisme à faces courbes. Cette dernière surface sera argentée ou étamée pour augmenter son pouvoir réflecteur, et les rayons réfractés, après s'être tous réfléchis normalement sur la surface MN, reviendront faire un *foyer exact* sur la fente même.

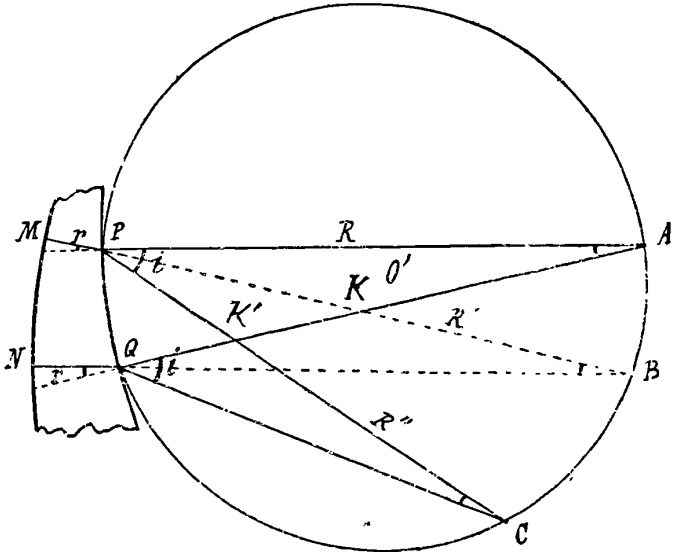


FIG. 2.

Si la radiation choisie était hétérogène, les angles de réfraction seraient différents pour chaque couleur, mais égaux entre eux sur toute la surface du prisme pour une même couleur. Après réflexion sur la surface MN, les divers rayons de chaque faisceau monochromatique subiraient donc tous le même angle de réfraction à la sortie et seraient amenés à un foyer exact dans le voisinage de la fente.

Il est facile de voir sur la figure que les angles A, B et C sont égaux. En effet les deux triangles qui ont comme sommet commun le point K' d'intersection des droites PC et QA et comme autre sommet les points P, A, C et Q sont semblables : ils ont un angle opposé par le sommet K' et deux angles égaux à i par construction ; donc $\hat{A} = \hat{C}$. On démontrerait de même que $\hat{A} = \hat{B}$ et aussi que tous

les faisceaux monochromatiques concentrés dans le voisinage de C se coupent sous ce même angle.

On peut donc faire passer un cercle par les points P, Q, C, B et A.

Il en résulte que la fente, le spectre et les centres de courbure des deux surfaces du prisme sont sur un même cercle tracé sur le rayon de la surface d'entrée comme diamètre. La distance PQ étant faible par rapport aux distances R, R' et R'', on a très sensiblement :

$$R' = R \cos r$$

$$R'' = R \cos i,$$

relations qui permettent de calculer les rayons de courbure et le foyer du prisme connaissant son angle r et son indice $n \sin r = \sin i$.

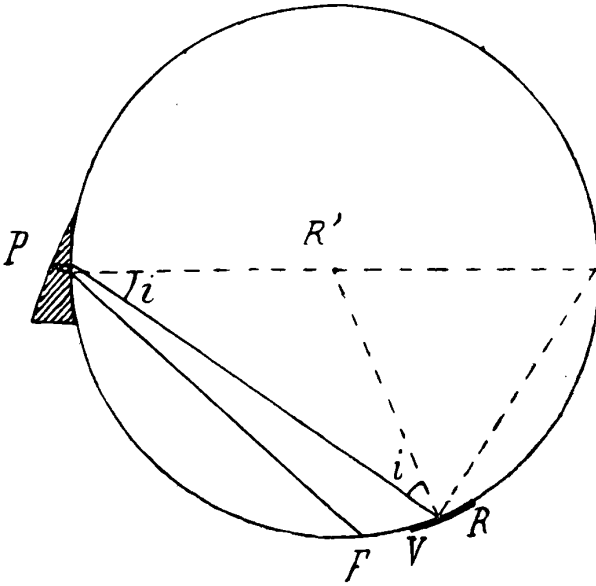


FIG. 3.

Afin de simplifier le montage de l'appareil, on choisit un angle d'incidence i plus grand que celui produisant la réflexion normale à la surface argentée. A l'angle d'incidence $i + di$ correspond un angle de réfraction $r + dr$, et tous les rayons de chaque faisceau monochromatique se réfléchissent sur la face MN en subissant une déviation égale à $180^\circ - 2dr$; ils sortent donc tous en faisant le même angle d'émergence $id - i$ et viennent se couper en un foyer exact sur

le cercle passant par les centres de courbure des deux faces sphériques limitant le prisme.

Il est facile de voir d'ailleurs que la dispersion obtenue est indépendante de la position du spectre sur le cercle.

Cette dispersion est égale à δ (angle des rayons extrêmes du spectre), multiplié par la distance du prisme à la plaque photographique, et elle est divisée par le cosinus de l'angle sous lequel ces rayons frappent la plaque (*fig. 3*).

$$l = \frac{\delta \times PR}{\cos i}.$$

Or

$$PR = R' \cos i.$$

Donc V (longueur du spectre photographié)

$$\frac{\delta \times R' \cos i}{\cos i} = \delta R' = C^{\text{te}}.$$

Astigmatisme du système. — Le foyer conjugué d'un point de la fente obtenu par un faisceau étroit *parallèle* à l'arête du prisme n'est évidemment pas le même que celui calculé précédemment.

Il en résulte, comme dans le cas du réseau concave de Rowland, un certain astigmatisme.

Les conséquences de cet astigmatisme sont diverses.

Il présente le défaut de rendre plus difficile l'emploi des spectres de comparaison.

J'ai tourné la difficulté en limitant le spectre par un écran mobile verticalement et percé d'une fenêtre horizontale. En déplaçant cet écran d'une quantité égale à la largeur de la fente qu'il porte, on peut faire poser sur une même plaque le spectre de comparaison à côté du spectre inconnu, et cela sans changer la position de l'image de la source lumineuse sur la fente.

L'image d'un point tombant sur la fente fournit en effet un spectre de lignes.

L'astigmatisme présente en revanche l'avantage de ne pas amener à un foyer les poussières de la fente, ce qui occasionne ces lignes longitudinales dans le spectre qui sont si désagréables. La *fig. 4* est une photographie de l'appareil réalisé sur ce principe. Il a l'avantage d'avoir peu d'encombrement : un socle en fonte supporte la fente, le prisme et le porte-châssis et peut être recouvert d'une

caisse s'opposant à l'introduction de la poussière dans l'appareil et de la lumière étrangère pendant la pose.

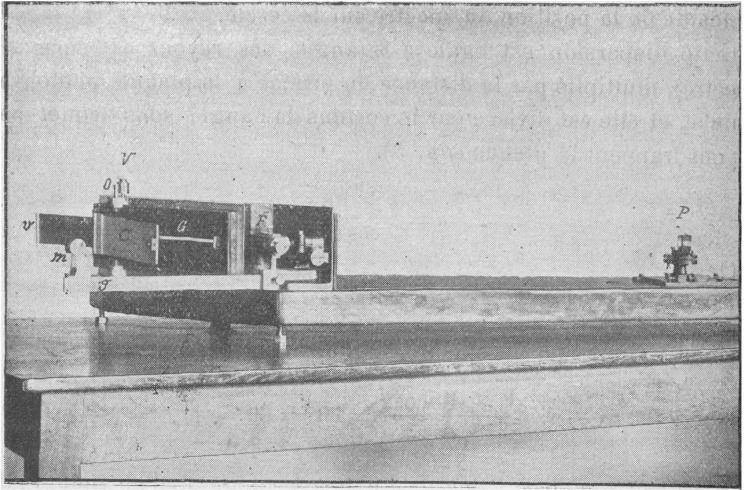


FIG. 4.

Le foyer choisi est de 1 mètre, ce qui correspond pour le quartz (prisme de 30°) à la même dispersion que celle d'un spectrographe ayant des lunettes de 80 centimètres de longueur et un prisme de 60°.

En réalité la dispersion est même plus grande et devrait correspondre à un spectrographe dont le collimateur et la lunette auraient 1 mètre de longueur focale ; mais, dans ces derniers appareils, comme nous l'avons vu, l'inclinaison du châssis avec le faisceau est de 27° : elle est ici de 39°, soit 51° avec la normale.

Le spectrographe ordinaire multiplie donc la dispersion par

$$\frac{1}{\sin 27} = 2,2.$$

Elle n'est multipliée ici que par $\frac{1}{\sin 39} = 1,59$.

Il a été impossible de reproduire ici le spectrogramme en vraie grandeur, donné par cet appareil ; sa longueur atteint en effet 220 millimètres. La définition est très bonne sur toute l'étendue de la plaque employée (24 centimètres de longueur).

IV.

Application de ce prisme à la construction d'un spectroscope.

Il suffit de remplacer le porte-châssis par une glissière munie d'un vernier et portant l'oculaire.

Le spectre visible a 9 centimètres avec un prisme en flint de 1 mètre de foyer ; un vernier à $\frac{1}{20}$ de millimètre permet donc de mesurer les longueurs d'onde à 1 unité d'Angström.

CONSERVATION DES GRÊLONS ET ÉTUDE DE LEUR MICROSTRUCTURE ;

Par M. BORIS WEINBERG.

Jusqu'à ces derniers temps l'étude de la microstructure des grêlons, en été, était très difficile, sinon impossible, aussi ai-je pensé qu'il serait utile de construire un appareil pour la conservation

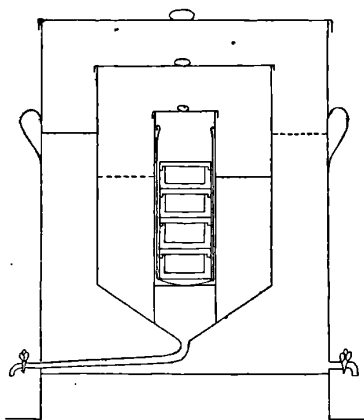


FIG. 1.

des grêlons jusqu'à l'hiver. Cet appareil (*fig. 1*) consiste en trois cylindres coaxiaux ; l'espace intérieur est destiné aux grêlons, dans l'espace intermédiaire on met un mélange de glace et de sulfate de cuivre (approximativement dans la proportion qui correspondrait à

l'eutectique, $t = 1^{\circ},6$) l'espace extérieur est rempli de glace et forme une sorte de manteau protecteur.

Pendant les étés de 1908 et 1909 je n'ai eu qu'une seule fois la chance de voir grêler: c'était le 2/15 août 1909, en mer, pendant un trajet que je fis entre Aland et Saint-Pétersbourg. La grêle dura environ trois minutes, les grêlons étaient très petits (de 2 à 3 millimètres de diamètre); mais néanmoins j'ai eu le temps d'en recueillir de 200 à 300 grammes et de les mettre dans les cylindres en verre contenant, pour empêcher la congélation des grêlons, un mélange en parties égales de benzol et de toluol que je supposais avoir la même densité que les grêlons, mais qui se trouva plus léger. Ces grêlons furent ensuite transportés à Toms (Sibérie) et puis en décembre à Moscou, au XII^e Congrès des naturalistes et médecins russes. Cela prouve pleinement la possibilité de conserver et de transporter des grêlons. Mon essai montre aussi qu'il serait préférable de conserver quelques dizaines de grêlons bien séparés les uns des autres que d'en conserver un nombre beaucoup plus grand, mais congelé en partie, particulièrement dans les couches inférieures. Pour atteindre ce dernier résultat, les grêlons doivent être plongés dans un liquide ayant une densité qui soit *environ* celle des grêlons, mais très visqueux (huile à cylindres, vaseline, huile de ricin).

Pour l'étude de la microstructure d'un grêlon isolé, M. W. Dudecki et moi nous y taillions une plaque mince en polissant d'abord un côté quelconque au papier à l'émeri ou en le fondant par la chaleur du doigt. Ce côté était mis sur un porte-objet et y fut fixé par la congélation, après que l'on eut frotté pendant quelque temps l'autre côté du porte-objet avec le doigt. L'autre côté du grêlon était ensuite poli de la même façon que le premier jusqu'à ce qu'on eût atteint l'épaisseur voulue. Ces opérations furent faites à l'air libre à des températures inférieures à 0°; elles sont d'autant plus faciles que la température est plus basse. Néanmoins nous avons trouvé qu'il est possible de polir les grêlons dans le laboratoire à des températures ordinaires, si l'on refroidit au préalable les porte-objets, le papier à l'émeri, etc., dans des vases à parois doubles contenant des mélanges réfrigérants.

Pour l'étude optique des plaques minces, nous nous servions, à l'air libre, d'un microscope polarisant et au laboratoire d'une lanterne de projection. Dans ce dernier cas (*fig. 2*), la plaque mince

était placée dans un vase à parois doubles et à fond double formé (pour empêcher la condensation de la vapeur d'eau de l'air ambiant) par deux plaques de verre plan parallèle; l'espace entre les parois contenait un mélange de glace et de NaCl. L'image réelle de la plaque mince était projetée sur un écran ou sur une plaque photographique (autochrome).

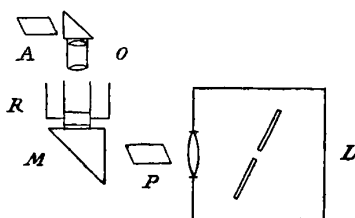


FIG. 2.

L, Lanterne de projection; — P, Polariseur; — M, Miroir;
R, Vase contenant le mélange réfrigérant; — O, Objectif; — A, Analyseur.

La plupart des grêlons étaient formés d'un seul individu cristallin. La même structure se manifestait chez les « grêlons artificiels », gouttes d'eau congelées dans un mélange d'huile de canelle et d'huile de lin de densité correspondante. Les grêlons composés de plusieurs individus cristallins ne montraient aucune régularité ni dans la forme des surfaces des individus cristallins, ni dans les angles entre ces surfaces, ni dans les directions de leurs axes, tant relativement aux directions des axes des individus cristallins voisins que par rapport au noyau laiteux du grêlon. Ce noyau se montrait dans les plaques minces comme un agglomérat de bulles d'air de différentes dimensions.

Je serais bien heureux si l'essai que j'ai fait pouvait provoquer des recherches du même genre et si d'autres physiciens avaient la chance de conserver ou d'étudier des grêlons plus gros ou d'une structure plus particulière que ceux que j'ai recueillis. A mon avis c'est un des plus puissants moyens de compléter nos connaissances bien insuffisantes sur l'origine de la grêle et sur les particularités de sa formation.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON;

T. LXXXII; 1909.

C.-E. HASELFOOT. — The charges on ions produced by radium
(Les charges des ions produits par le radium). — P. 18-22.

Dans un mémoire sur les charges des ions positifs et négatifs dans les gaz ⁽¹⁾, M. Townsend a décrit une méthode permettant de déterminer directement le produit $N \cdot e$ du nombre de molécules contenues dans 1 centimètre cube de gaz dans les conditions normales, par la charge d'un ion. Ses expériences furent effectuées sur les ions produits par les rayons X secondaires. Elles montrèrent que, pour les ions négatifs, on obtient la valeur $1,23 \times 10^{10}$ pour $N \cdot e$, valeur qui est la même que pour le produit $N \cdot E$, E désignant la charge d'un ion monovalent dans un électrolyte. Pour les ions positifs on obtint primitivement $2,4 \times 10^{10}$ et ultérieurement, avec des rayons moins pénétrants, $1,26 \times 10^{10}$. Il semble donc que les ions positifs ont, dans certains cas, une charge atomique simple et, dans d'autres cas, une charge double, tandis que les ions ont une charge qui est toujours la même.

M. Haselfoot a étudié les ions produits par le radium en employant un appareil semblable à celui de M. Townsend.

En tenant compte des diverses causes d'erreurs connues, il a trouvé que, dans ce cas, l'ion positif paraît se comporter conformément à la théorie, tandis que l'ion négatif présente quelques divergences si le gaz est très sec, ces divergences disparaissant si l'on ajoute de la vapeur d'eau. L'auteur ajoute qu'il est possible que les gaz soient ionisés différemment par les diverses radiations α , β , γ et qu'on ignore quelle est la radiation qui, dans les expériences précédentes, a l'effet prédominant, bien que, probablement, ce soit la radiation α .

T. ROYDS. — A comparison of the radium emanation spectra obtained by different observers (Comparaison des spectres de l'émanation du radium obtenus par différents observateurs). — P. 22-25,

Le spectre de l'émanation étudié par MM. Cameron et Ramsay ⁽²⁾

(1) *Roy. Soc. Proc.*, A., t. LXXXI, p. 464, et *J. de Phys.*, ce volume, p. 185.

(2) *Roy. Soc. Proc.*, t. LXXXI, p. 210, et *J. de Phys.*, ce volume, p. 174.

contient un certain nombre de raies qui peuvent être identifiées avec celles du xénon. Si l'on élimine ces raies, il n'en reste que seize qui appartiennent réellement au spectre étudié de l'émanation. Huit de ces raies coïncident avec le spectre étudié par l'auteur lui-même.

J. NICOL. — The rotation of the electric arc in a radial magnetic field
(Rotation de l'arc électrique dans un champ magnétique radial). — P. 29-42.

L'auteur a étudié la vitesse de rotation de l'arc électrique dans un champ transversal. Il a trouvé que cette vitesse est sensiblement :

- 1° Indépendante de la longueur de l'arc;
- 2° Proportionnelle à l'intensité du champ magnétique;
- 3° Proportionnelle à l'intensité du courant.

Ces expériences permettent de calculer le produit $K_1 K_2$ des vitesses des ions transportant le courant. De cette valeur, et en supposant que l'ion négatif soit un corpuscule dont on calcule la vitesse, on déduit que les véhicules de l'électricité positive ont une masse de même ordre que celle de l'atome d'hydrogène.

E. GOLD. — The isothermal layer of the atmosphere and atmospheric radiation
(La couche isotherme de l'atmosphère et la radiation atmosphérique). — P. 43-70.

L'auteur étudie successivement :

- 1° Le phénomène de la couche isotherme et l'évidence expérimentale de son existence;
- 2° Les distributions possibles de la température dans une atmosphère et les résultats théoriques obtenus jusqu'à présent;
- 3° Les données expérimentales de la radiation gazeuse et de l'absorption;
- 4° Les expressions générales de la radiation de l'atmosphère et les conditions de son équilibre;
- 5° L'application à une atmosphère de constitution uniforme;
- 6° L'application à l'atmosphère terrestre en tenant compte de la diminution de vapeur d'eau avec la hauteur;
- 7° L'application aux températures diurnes et nocturnes à la surface de la Terre.

H.-A. WILSON. — Note on the effect of hydrogen on the discharge of negative electricity from hot platinum (Note sur l'effet de l'hydrogène sur la décharge de l'électricité négative du platine chaud). — P. 71-72.

Correction à un mémoire précédent (1).

J.-A. CROWTHER. — On the passage of Röntgen rays through gases and vapours (Sur le passage des rayons Röntgen à travers les gaz et les vapeurs). — P. 103-127.

Voici les conclusions de ce mémoire :

1° La quantité d'ionisation produite par l'action directe des rayons Röntgen primaires sur un gaz est simplement proportionnelle à la pression du gaz. On ne trouve pas de trace appréciable d'émission d'une radiation secondaire douce par le gaz, l'ionisation paraissant due à l'action directe des rayons primaires ;

2° L'ionisation relative dans différents gaz, comparée à celle de l'air, varie beaucoup avec la dureté des rayons. L'hydrogène et le bromure d'éthyle présentent une augmentation quand la dureté des rayons s'élève ; d'autres gaz restent constants ou donnent une diminution ;

3° L'ionisation relative dans un gaz suit approximativement une loi additive : elle dépend un peu de l'état de combinaison, surtout pour les rayons doux ;

4° L'absorption varie avec la pression suivant une loi exponentielle ;

5° La valeur de la radiation secondaire émise par différents gaz relativement à l'air est, en général, à peu près indépendante de la dureté des rayons primaires ;

6° Le coefficient d'absorption des rayons secondaires émis par un gaz, dans ce gaz lui-même, n'est pas anormal ;

7° L'ionisation totale dans les différents gaz n'est pas une constante, et les valeurs relatives obtenues diffèrent avec la dureté des rayons ;

8° Enfin, la quantité d'énergie nécessaire pour produire un ion dans divers gaz est différente et dépend également de la dureté des rayons.

(1) *Philos. Trans.*, t. CCVIII, A., p. 432, et *J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII, p. 787 ; 1909.

R.-D. KLEEMAN. — On the velocity of the cathode rays ejected by substances exposed to the γ rays of radium (Sur la vitesse des rayons cathodiques émis par des substances exposées aux rayons γ du radium). — P. 128-145.

Une partie de la radiation cathodique d'une plaque exposée aux rayons γ du radium consiste en rayons très doux qui sont absorbés dans 1 ou 2 centimètres d'air. La douceur de la radiation est pratiquement indépendante de l'épaisseur du radiateur et du tamisage préalable des rayons γ à travers un écran épais.

La radiation est beaucoup plus douce du côté de la plaque radiante où les rayons γ émergent que du côté où ils entrent. Les mesures de la douceur de la radiation pour des radiateurs de différentes substances, sur le côté où entrent les rayons γ , montrent qu'elle est pratiquement indépendante de la nature de la substance du radiateur.

La radiation douce produite par les rayons β et γ du radium agissant ensemble est d'un caractère plus pénétrant que celle que produisent les rayons γ seuls.

Les rayons cathodiques pénétrants produits directement par les rayons γ ont des vitesses différentes; la vitesse de ces rayons secondaires est, en général, égale à celle des rayons β du radium.

N. BOHR. — Determination of the surface-tension of water by the method of jet-vibration (Détermination de la tension superficielle de l'eau par la méthode de la vibration du jet). — P. 146.

La méthode employée est celle de lord Rayleigh. L'auteur montre comment la théorie, pour les vibrations infiniment petites du jet d'un liquide non visqueux, peut être complétée par des corrections relatives à l'influence des amplitudes finies et à celle de la viscosité.

Les expériences donnent pour la tension superficielle de l'eau, à 12°, la valeur 73,23 dynes par centimètre.

W.-F.-G. SWANN. — The specific heats of air and carbon dioxide at atmospheric pressure, by the continuous electrical method, at 20° C. and at 100° C. (Les chaleurs spécifiques de l'air et de l'anhydride carbonique sous la pression atmosphérique, déterminées par la méthode électrique continue à 20° et à 100° C.). — P. 147-149.

Un courant constant de gaz passe à travers un tube dans lequel il

est chauffé par le passage d'un courant électrique dans un fil de platine de 1 ohm de résistance ; l'élévation de température est mesurée par deux thermomètres de platine de 12 ohms employés comme thermomètres différentiels.

Les moyennes d'un grand nombre d'expériences ont donné des résultats suivants :

	Air	
0,24173 calories	par gramme-degré à	20° C.
0,24301	—	100° C.
	Anhydride carbonique	
0,20202 calories	par gramme-degré à	20° C.
0,22121	—	100° C.

Ces résultats sont probablement corrects à un millième près.

H. STANLEY ALLEN. — The photo-electric fatigue of zinc. II. (La fatigue photo-électrique du zinc). — P. 160-164.

L'auteur conclut de ses recherches, qui font suite à un premier mémoire (1), que l'activité photo-électrique d'une plaque de zinc diminue de telle façon qu'elle peut être représentée par la somme de deux termes exponentiels. Les constantes de variation sont peu altérées par des changements considérables dans le caractère et l'intensité de l'éclairage employé, quoique la valeur du courant photo-électrique varie considérablement. Le degré d'altération de la surface n'est pas beaucoup affecté par l'emploi d'une lampe à vapeur de mercure au lieu d'une lampe Nernst.

E.-M. WELLISCH. — The mobilities of the ions produced by Röntgen rays in gases and vapours (La mobilité des ions produits par les rayons Röntgen dans les gaz et les vapeurs). — P. 165-166.

Les vitesses des ions positifs et négatifs produits par les rayons Röntgen dans 4 gaz et 15 vapeurs ont été mesurées aux températures ordinaires sous des pressions très variables et sous différentes intensités électriques. La méthode employée fut celle de Langevin (2).

L'auteur a trouvé qu'en général la mobilité K d'un ion varie en

(1) *Roy. Soc. Proceed.*, A., t. LXXVIII, p. 483 (1907), et *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 721; 1908.

(2) *Annales de Chim. et de Phys.*, t. XXVIII, p. 495; 1903.

raison inverse de la pression et que, à pression constante, sa vitesse est proportionnelle au champ.

Dans le cas de l'oxyde azoteux et de l'anhydride carbonique, le produit ρK a une faible tendance à augmenter pour les ions positifs et négatifs, lorsque la pression est inférieure à 7 centimètres de mercure. Dans le cas du chlorure d'éthyle, le produit ρK a une tendance à diminuer lorsque la vapeur approche de la saturation. Il semble que cette tendance de ρK à décroître apparaisse pour toutes les vapeurs au voisinage de la saturation.

La mobilité de l'ion positif fut trouvée plus grande que la mobilité de l'ion négatif pour l'aldéhyde, l'alcool éthylique, l'acétone, le sulfure de carbone, le chlorure d'éthyle, le pentane, l'acétate d'éthyle, le bromure de méthyle et l'iodure d'éthyle.

Il ne semble y avoir aucune relation directe entre les mobilités et les poids moléculaires : les mobilités les plus faibles sont obtenues pour les gaz qui possèdent des températures critiques élevées.

L'auteur déduit de considérations cinétiques une formule qui permet de calculer la mobilité des ions en fonction de leur charge et de constantes connues des gaz. Cette formule conduit à des mobilités d'un ordre de grandeur tout à fait convenable, en supposant que les dimensions des ions soient les mêmes que celles des atomes.

R.-J. STRUTT. — The leakage of helium from radio-active minerals (La perte d'hélium par les minéraux radio-actifs). — P. 166-169.

Un poids de 337 grammes de monazite du Transvaal fut pulvérisé et placé dans un flacon où l'on faisait le vide. Il se dégage de l'hélium à une vitesse qui décroît de 261 millimètres cubes par jour et par kilogramme de minerai à $1^{\text{mm}^3},14$ au bout de 33 jours. La quantité totale dégagée est insignifiante par rapport à la quantité contenue, mais elle est bien supérieure à la quantité qui peut être produite par des changements radio-actifs.

G.-C. SIMPSON. — On the electricity of rain and its origin in thunderstorms (Sur l'électricité de la pluie et son origine dans les orages avec tonnerre). — P. 169-172.

D'observations faites aux Indes, l'auteur conclut que, dans les

orages avec tonnerre, il se forme probablement des courants ascendants qui produisent de grandes quantités d'eau. Cette eau est sous forme de gouttes qui s'accroissent jusqu'à ce qu'elles deviennent assez grosses pour se diviser. Chaque fois qu'une goutte se divise, il y a séparation d'électricité, l'eau recevant une charge positive et l'air une quantité correspondante d'ions négatifs. L'air emporte les ions et laisse les gouttes chargées positivement. Une masse donnée d'eau peut être divisée plusieurs fois avant sa chute et acquiert ainsi une forte charge positive; quand elle atteint le sol, on l'observe sous forme de pluie chargée positivement. Les ions entraînés par l'air sont rapidement absorbés par les particules des nuages, et ceux-ci se chargent fortement d'électricité négative. Dans ces nuages électrisés, il y a combinaison rapide des gouttes d'eau sous forme de pluie fortement chargée négativement.

Une analyse rapide montre que l'ordre de grandeur de la séparation électrique qui accompagne la rupture d'une goutte est suffisant pour rendre compte des effets électriques observés dans les orages les plus violents.

G.-G. STONEY. — The tension of metallic films deposited by electrolysis
(La tension des pellicules métalliques déposées par électrolyse). — P. 172-173.

Les pellicules métalliques déposées par électrolyse sont sujettes à se détacher quand elles atteignent une certaine épaisseur. L'auteur montre que ce phénomène s'explique en admettant que le métal est déposé de sa solution sous tension. Il a trouvé qu'une mince lame d'acier, recouverte de nickel sur un de ses côtés, s'incurve. De l'épaisseur de la lame, de la quantité de nickel déposé et de la courbure on déduit par le calcul que la tension sous laquelle la pellicule est déposée est de 2840 kilogrammes par centimètre carré. Cette tension est indépendante de la température, de la concentration de la solution et de la densité du courant. Quand on chauffe la lame au rouge, la courbure est réduite à la moitié ou au tiers.

A.-C. SWINTON. — A further note on the conversion of diamond into coke in high vacuum by cathode rays (Nouvelle note sur la conversion du diamant en coke dans le vide élevé par les rayons cathodiques). — P. 176.

Poursuivant ses recherches antérieures (¹), l'auteur a reconnu que cette transformation, si elle met en liberté des gaz, n'en dégage pas d'autres que ceux qu'on trouve généralement comme résidus dans les tubes cathodiques à vide. Il n'a observé le dégagement d'aucun gaz rare.

H.-A. WILSON. — The statistical form of the curve of oscillation for the radiation emitted by a black body (Forme statistique de la courbe d'oscillation pour la radiation émise par un corps noir). — P. 177-181.

L'hypothèse adoptée dans ce mémoire est que la radiation d'un corps noir est une perturbation irrégulière soumise aux lois statistiques. L'auteur montre que ces lois peuvent être déduites de la distribution de l'énergie dans le spectre et qu'elles permettent de décrire le caractère général de cette perturbation.

A. MALLOCK. — Best conditions for photographic enlargement of small solid objects (Sur les meilleures conditions pour l'agrandissement photographique de petits objets solides). — P. 181-183.

L'auteur indique quelle forme de lentille il faut employer pour obtenir de bons résultats lorsqu'on veut faire un agrandissement d'un objet qui n'est pas plat et dont toutes les parties ne peuvent, par conséquent, être en même temps au point.

H.-A. MIERS et Miss F. ISAAC. — On the spontaneous crystallisation of monochloroacetic acid and its mixtures with naphthalene (Sur la cristallisation spontanée de l'acide monochloracétique et de ses mélanges avec le naphthalène). — P. 184-187.

L'acide monochloracétique existe sous trois modifications α , β , γ , dont les auteurs ont établi les courbes de persolubilité séparant les régions métastable et labile correspondant aux trois modifications. Les températures auxquelles les solutions recristallisent spontanément

(¹) *Roy. Soc. Proceed.*, A., t. LXXX, p. 184, et *J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII, p. 781; 1909.

ment en cristaux α , β et γ concordent avec les températures auxquelles les solutions correspondantes passent de l'état métastable à l'état labile.

Dans l'étude de la cristallisation des mélanges d'acide monochloracétique de naphthalène, les auteurs n'ont pu mettre en évidence la formation des cristaux mixtes annoncée par Cady (1). Ils ont tracé quatre courbes de solubilité : celle de naphthalène dans l'acide monochloracétique et celles des acides monochloracétiques α , β et γ dans le naphthalène ; chacune de ces dernières rencontre la courbe de solubilité du naphthalène en un point eutectique. De même, quatre courbes de solubilité ont été déterminées pour ces mélanges, donnant les températures auxquelles le naphthalène et les acides monochloracétiques cristallisent spontanément ; elles se coupent en trois points hyperectiques.

H.-E. WATSON. — On the wave-lengths of lines in the secondary spectrum of hydrogen (Sur les longueurs d'ondes des raies dans le spectre secondaire de l'hydrogène). — P. 189-204.

L'auteur a mesuré environ 800 raies au moyen d'un réseau concave de Rowland, l'erreur ne dépassant pas 0,03 unités Angström. Il n'a découvert aucune raie qui soit moins réfrangible que la raie C, et il paraît en exister très peu au delà de la limite théorique de la série primaire d'après la formule de Balmer. En fait, parmi ces dernières, la plus grande partie est due à la vapeur d'eau, et il n'est pas impossible que les autres n'appartiennent pas à l'hydrogène.

S. RUSS et W. MAKOVER. — The expulsion of radio-active matter in the radium transformations (Expulsion de matière radio-active dans les transformations du radium). — P. 205-224.

Les auteurs ont suspendu, dans le vide, des disques au-dessus de surfaces rendues actives par les divers produits de la désagrégation du radium, et ils ont mesuré, par l'électromètre à quadrant, l'activité de ces disques. Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

1° Quand l'émanation du radium, en équilibre radio-actif avec ses produits de désagrégation, est condensée au fond d'un tube vide

(1) *Journ. Phys. Chem.*, t. III, p. 127; 1889.

d'air, immergé dans l'air liquide, des particules du dépôt actif sont rayonnées vers le haut du tube. Ce phénomène est attribué au rebondissement de l'atome résiduel lorsqu'une particule α est émise;

2° La radiation qui atteint une surface à une distance déterminée de l'émanation condensée est une fonction exponentielle de la pression du gaz;

3° On déduit de la vitesse de diminution de l'activité recueillie sur une surface exposée à la radiation de l'émanation que le radium A et le radium B atteignent tous deux la surface ;

4° Le radium B et le radium C sont tous deux rayonnés, à travers le vide, par une surface primitivement rendue active par exposition à l'émanation. En supposant que le radium B émette seulement des particules β , la radiation du radium C doit être due au rebondissement des atomes quand les particules β sont émises.

H.-A. WILSON. — An attempt to detect some electro-optical effects (Essai pour découvrir quelques effets électro-optiques). — P. 224-226.

Description de quelques expériences tentées dans le but de découvrir des effets possibles dus à l'action des champs électriques et magnétiques et de la matière en mouvement sur la vitesse de propagation de la lumière dans le verre. Les résultats obtenus ont été négatifs. L'auteur décrit une forme simple d'interféromètre assez facile à réaliser.

O. LODGE et A. MUIRHEAD. — Syntonic wireless telegraphy with specimens of large-scale measurements (Télégraphie sans fils syntonisée avec exemples de mesures effectuées à une grande échelle). — P. 227-256.

Relation d'expériences effectuées entre Elmeret Downe sur la syntonisation et la sensibilité du système Lodge-Muirhead.

S.-E. SHEPPARD. — On the influence of their state in solution on the absorption spectra of dissolved dyes (Influence de l'état des couleurs en solution sur leur spectre d'absorption). — P. 256-270.

Dans les solutions aqueuses de certaines matières colorantes — isocyanines, pinacyanols, cyanine — la couleur existe partiellement ou totalement en solution colloïdale et le spectre d'absorption est tout à fait différent de celui des solutions réelles. L'auteur a exa-

miné quantitativement l'influence sur l'absorption de divers agents, comme la chaleur, les acides, les alcalis, les électrolytes.

Dans d'autres solutions colorées, le passage de l'état de solution vraie à l'état colloïdal est accompagné d'un élargissement et d'une diffusion de la courbe d'absorption, conséquence de l'accroissement du nombre et de la grosseur des particules colloïdales. Il en résulte des dérogations à la loi de Beer.

L'état des couleurs dans un milieu solide est comparable à l'état en milieu liquide, et le spectre d'absorption est affecté d'une façon semblable. L'auteur a étudié l'absorption d'un certain nombre de colorants par les membranes.

La solution des colorants semble être un processus combiné de désagrégation du corps dissous, accompagné d'une combinaison progressive avec le dissolvant. Si le même état de solution est atteint dans des dissolvants différents, les maxima d'absorption sont déplacés suivant la loi de Kundt.

COMTE DE BERKELEY et E.-G.-J. HARTLEY. — « Dynamic » osmotic pressure (Pression osmotique dynamique). — P. 271-275.

Les auteurs décrivent une nouvelle méthode, cinétique, de mesure des pressions osmotiques. Un tube de porcelaine, portant une membrane de ferrocyanure de cuivre à l'extérieur, est placé dans un appareil à pression osmotique, avec de l'eau des deux côtés de la membrane. L'intérieur du tube est en communication avec un tube capillaire gradué, tandis que l'eau extérieure peut être soumise à une pression. La première partie de l'expérience consiste à noter la vitesse à laquelle des pressions hydrostatiques connues forcent l'eau à traverser la membrane. Dans la seconde partie de l'expérience, le tube est entouré de la solution dont on désire connaître la pression osmotique *dynamique*, et l'on mesure la vitesse initiale avec laquelle l'eau est aspirée à travers la membrane dans la solution.

Les résultats obtenus sont les mêmes, pour les solutions diluées, que par la méthode statique.

(A suivre.)

René PAILLOT.

**LES VARIATIONS THERMIQUES DE L'HYSTÉRÈSE TOURNANTE
ET DE L'HYSTÉRÈSE ALTERNATIVE (1);**

PAR M. ALBERT PERRIER.

INTRODUCTION.

Les succès remportés en ces dernières années par les théories cinétiques de la matière ont ouvert à la recherche expérimentale de très vastes domaines, ont rendu actuelles nombre de questions encore irrésolues de physique moléculaire. Un des domaines les plus récemment mis à l'ordre du jour, en ce sens, est le magnétisme dont la théorie cinétique a été construite par M. Langevin (2), pour le diamagnétisme et le paramagnétisme et étendue au ferromagnétisme par M. P. Weiss (3).

Ainsi qu'il est à prévoir, la température joue dans cet ordre d'idées un rôle tout à fait prépondérant, et les recherches les plus aptes à fournir des comparaisons entre théorie et expérience seront des recherches à température variable. Si l'aimantation a été déjà l'objet de travaux fondamentaux quant à sa dépendance de la température (Hopkinson, P. Curie, P. Weiss), il n'en est pas du tout de même de l'hystérèse, et cependant on est en droit d'en espérer des renseignements importants de physique moléculaire, d'autant que par ailleurs l'origine elle-même du champ coercitif et de l'hystérèse est encore bien obscure. Ces constatations, mises en regard de la nécessité d'attaquer les problèmes thermomagnétiques de plusieurs côtés à la fois, ont été le point de départ du présent travail.

Indépendamment, du reste, de toute raison théorique, il eût déjà été intéressant de reprendre la question dont les quelques travaux exécutés ont surtout montré la complication. Le résultat de ceux-ci [W. Kunz (4), Morris (5), R.-L. Wills (6)] peut être résumé très brièvement à peu près ainsi : dans certains cas, l'hystérèse alterna-

(1) Communication faite à la Société française de Physique, le 1^{er} juillet 1910.

(2) LANGEVIN, *Magnétisme et théorie des électrons* (*Ann. de chim. et de phys.*, 8^e série, t. V, p. 70; 1903).

(3) P. WEISS, *L'Hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique* (*J. de Phys.*, 1907, 4^e série, t. VI, p. 661).

(4) W. KUNZ, *Elektrot. Zeitsch.*, 1894, p. 196.

(5) D.-K. MORRIS, *Phil. Mag.*, 1897, vol. XLIV, p. 213.

(6) R.-L. WILLS, *Phil. Mag.*, 1903, t. V, p. 117.

tive augmente; dans d'autres plus fréquents, elle diminue avec la température, à l'accasion elle peut même demeurer invariable. Outre qu'ils semblent se contredire, ces travaux ne concernent que l'hystérèse *alternative* et dans des limites de champ très restreintes (1); l'hystérèse *tournante* y est laissée totalement de côté; sa manière de se comporter vis-à-vis des variations de température était donc parfaitement inconnue (2). Je n'ai pas pu remarquer davantage que les observateurs se fussent préoccupés de façon systématique des phénomènes d'irréversibilité thermique cependant si généraux et si intenses.

Je me suis donc proposé d'étudier les lois générales liant les *deux hystérèses* à la température dans une région comprise entre le zéro usuel et les points de disparition du ferromagnétisme, les conditions magnétiques étant de leur côté variables dans une mesure aussi large que possible soit des champs faibles jusqu'à ceux amenant les corps pratiquement à saturation.

Si l'on admet la synthèse hypothétique (3) d'un corps ferromagnétique isotrope basée sur des éléments cristallins doués chacun d'un axe le long duquel il existe *un* champ coercitif bien déterminé, le problème peut être posé avec plus de précision comme suit: Quelle est la loi de variation de ce champ coercitif élémentaire avec la température? Quelles sont en particulier ses liaisons avec la loi de variation de l'aimantation à saturation? Ce point de vue est manifestement de première importance, l'aimantation à saturation étant proportionnelle au champ moléculaire.

Dès le début, les expériences ont montré que tout énoncé de résultats n'aurait qu'une valeur parfaitement illusoire, s'il n'était fait avant tout une étude générale des phénomènes superposés de l'irréversibilité et de la viscosité. Ces phénomènes extrêmement gênants et leurs propriétés les plus caractéristiques sont décrits au chapitre II. Les précautions et restrictions qu'on trouvera dans ledit chapitre étant réservées, voici les conclusions générales qui semblent se dégager le plus nettement du travail.

(1) 0 à 50 gauss au maximum; mes expériences ont pu commodément être étendues à plusieurs milliers de gauss.

(2) Il existe cependant sur ce point un renseignement intéressant, quoique unique et très spécial, qu'ont obtenu occasionnellement P. Weiss et J. Kunz: il concerne l'hystérèse d'un cristal de pyrrhotine produite par la rotation d'un champ dans le plan magnétique du cristal (Voir *J. de Phys.*, 4^e série, t. IV, p. 847; 1903).

(3) Voir P. WEISS, *l'Hyp. du champ moléculaire*, loc. cit.

La synthèse du ferromagnétisme rappelée ci-dessus s'adapte avec le même ordre de concordance aux températures élevées qu'à la température ordinaire, en particulier pour rendre compte des diverses manifestations des deux hystérèses. Le parallélisme des variations des deux hystérèses, lequel peut en être envisagé comme un corollaire, a été tout particulièrement mis en lumière par les expériences.

La loi de variation du champ coercitif élémentaire H_c avec la température présente beaucoup d'analogie d'un corps à l'autre sans qu'on puisse cependant conclure à son unité.

Quant à la fonction elle-même $H_x = \chi(t)$, elle se rapporte sensiblement de la loi théorique $I = f(t)$ dans un grand intervalle de température; ce n'est pas la même loi, mais la parenté de l'une à l'autre semble indéniable.

À côté de ces résultats, le besoin de trouver une représentation claire m'a amené à envisager sous un angle plus général le problème posé. J'ai été conduit à remplacer les aimantations ou champs constants usités en général par des grandeurs magnétiques *homologues*. Cette notion nouvelle, parente de celle des états correspondants de la théorie des fluides, donne une grande unité au groupement des résultats numériques; elle permet en particulier de parler avec précision d'une loi de variation avec la température; elle s'applique non seulement aux courbes d'hystérèse, mais aussi à celles d'aimantation.

Les résultats d'ordre moins général que ceux qui viennent d'être mentionnés sont répartis dans le cours du mémoire.

CHAPITRE I.

La disposition expérimentale.

1. LE PRINCIPE. — Le côté *magnétique* est dans son principe identique à celui des appareils de Baily⁽¹⁾ et de Weiss et Planer⁽²⁾. On se souvient qu'il consiste à observer la substance placée dans un champ constant tournant; le couple que celui-ci exerce sur elle pour un azimut donné est différent suivant le sens de rotation; c'est par là

(1) F.-G. BAILY, *Phil. Transactions*, 1896, t. CLXXXII, p. 715. — Voir aussi *Electrician*, 1894, t. XXXIII, p. 516.

(2) P. WEISS et V. PLANER, *L'hystérèse dans les champs tournants (J. de Phys., 1908, 4^e série, t. VII, p. 5)*.

que se traduisent dans cette expérience les phénomènes d'hystérèse. Considérons maintenant le couple *moyen* pour une révolution complète du champ ; il est facile d'établir qu'il est *proportionnel à l'énergie dépensée dans la substance pendant un tour entier*. Mesurer ce couple équivaut donc à mesurer l'énergie dépensée par hystérèse dans la substance, s'il n'y a pas d'autre cause de déperdition d'énergie. Or la mesure d'un couple est chose facile au moyen de la torsion d'un ressort et d'une observation d'angle ; la détermination de l'hystérèse (aire du cycle d'aimantation dans le cas de l'hystérèse alternative ordinaire) par cycle revient donc à *une seule lecture* sur une échelle. Plus précisément, l'énergie E dissipée par cycle est donnée par la formule :

$$E = 2\pi C\alpha,$$

où C est la constante du ressort antagoniste préalablement taré en unités absolues et α son angle de torsion.

Il est clair que l'on peut de cette façon observer toutes sortes d'aspects du phénomène suivant les variations que subit la grandeur de l'aimantation au cours de sa rotation ; je ne me suis occupé que des cas extrêmes où le vecteur aimantation décrit un cercle ou bien oscille le long d'une droite entre deux valeurs égales et de signes contraires. Ce but a été atteint simplement à l'aide des champs démagnétisants causés par la position relative de la substance : travaillée sous forme de disque très mince, elle est fixée dans le champ tournant tantôt horizontalement, tantôt verticalement. Il est visible que, dans le premier cas, l'aimantation décrira un cercle (l'isotropie du corps étant admise) et dans le second une courbe extrêmement aplatie donnant sensiblement une image de l'aimantation purement alternative.

On trouvera plus loin la discussion sur les dimensions les plus favorables à donner aux disques et l'approximation atteinte.

Pour l'obtention et la mesure des températures élevées, la substance était placée dans un four électrique à résistance, non loin de la soudure d'un pyromètre Le Châtelier.

2. LE CHAMP TOURNANT. — Il était fourni par un électro-aimant rotatif dont les principales caractéristiques sont : diamètre des noyaux, 60 millimètres ; nombre maximum d'ampères-tours, 17 500 ; champ avec cette force magnétomotrice et pièces polaires planes de même diamètre que les noyaux : 8000 gauss pour 23 millimètres d'ouverture de l'entrefer. Le montage général (*fig. 1*) est imposé par les exi-

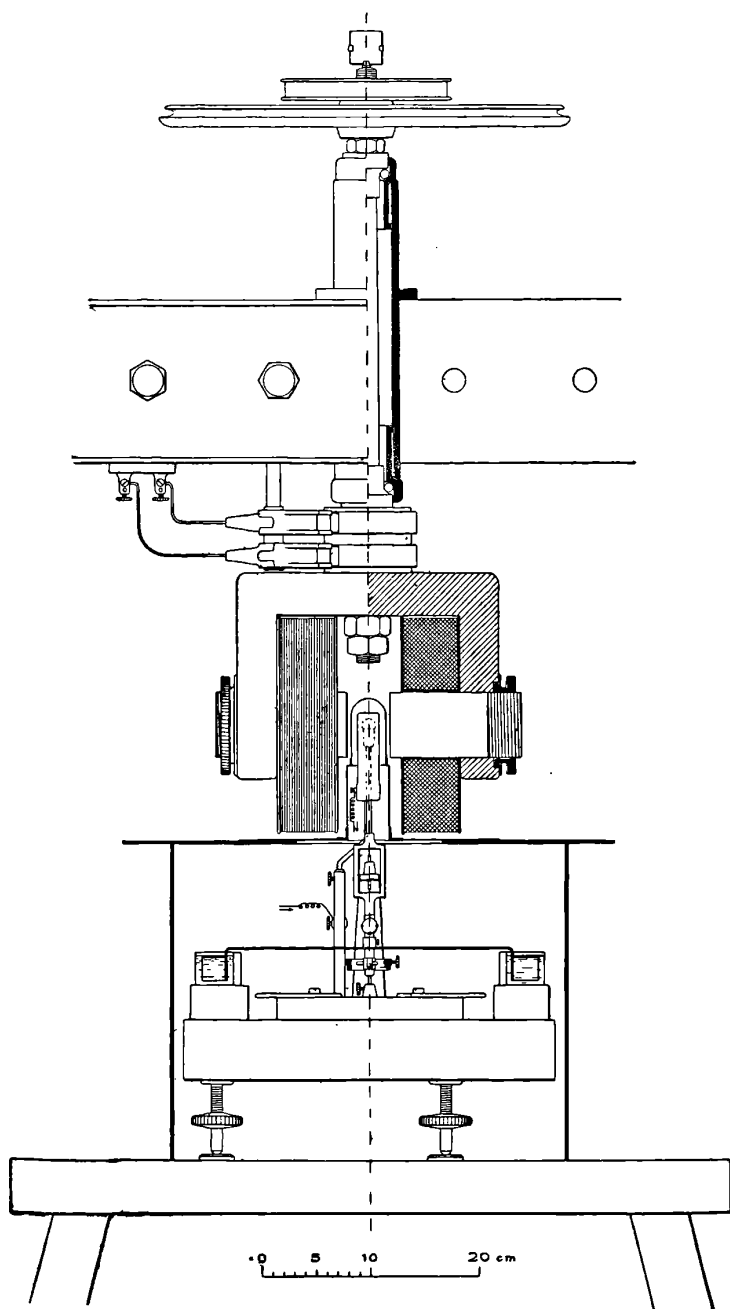


FIG. 1.

gences thermiques à satisfaire; l'électro-aimant est fixé au-dessus de l'hystérésimètre, à un axe vertical tournant sur palier à billes; le tout est maintenu dans des cornières encastrées. La rotation était communiquée à l'aimant par un moteur monophasé à induction par l'intermédiaire d'une corde. Ne demandant aucune résistance de réglage et sa vitesse ne dépendant à charge constante que de la fréquence du réseau urbain, bien suffisamment invariable ainsi que je l'ai vérifié, ce moteur s'est montré fort pratique; il a seulement été nécessaire de lui adjoindre un dispositif permettant la rotation dans les deux sens par permutation des phases de démarrage. Un jeu de poulies à gorge donnaient à volonté par leurs combinaisons six vitesses différentes échelonnées entre 90 et 600 tours par minute.

3. L'HYSTÉRÉSIMÈTRE PROPREMENT DIT. — C'est de beaucoup l'or-

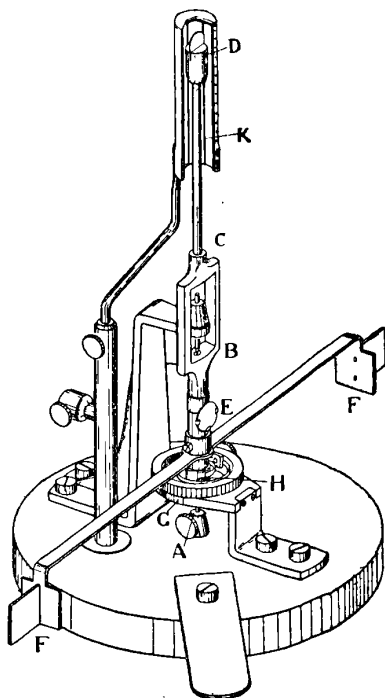


FIG. 2.

gane le plus délicat de toute l'installation (*fig. 2*). Il s'agit, dans le principe, d'une tige rigide verticale mobile autour de son axe de

symétrie, lequel doit coïncider autant que possible avec l'axe de rotation de l'aimant.

L'axe en question est déterminé dans l'espace par deux pointes d'acier solidaires d'un bâti fixe sur lesquelles tournent les deux pivots de saphir de l'équipage mobile; l'un des pivots est en A (*fig. 2*), l'autre en B où la tige a dû être ouverte en forme de cadre pour laisser la place au porte-pointe. Les disques à étudier se fixent au sommet D de l'hystérésimètre.

Les conditions auxquelles doit satisfaire cet équipement mobile sont multiples et contradictoires : légèreté, rigidité, absence de magnétisme, exclusion des courants de Foucault, indifférence aux températures élevées... J'ai pu me rendre compte qu'il était préférable de renoncer complètement à un équipement métallique, et je me suis adressé en fin de compte à un support de bois de teck dans sa fraction AC et de porcelaine surmontée d'un bloc de faïence ou de stéatite dans sa partie supérieure CD. Moyennant quelques précautions quant à la direction des fibres du bois, ce type d'équipage n'a souffert de façon appréciable du rayonnement du four qu'au bout de deux ou trois mois d'usage dans les cas les plus défavorables.

Au support sont encore fixés : un petit miroir concave E pour la lecture des déviations sur une échelle placée à 2 mètres; l'amortisseur d'aluminium FF dont les ailettes trempent dans un bain de pétrole. Il est de toute importance que l'équipage oscille le moins possible, puisqu'il s'agit d'observer une déviation constante; il faut donc que sa période d'oscillation propre soit beaucoup plus grande que la période de rotation du champ si l'on veut éviter la résonance; c'est là l'origine de la grandeur des branches de l'amortisseur (15 centimètres à partir de l'axe), car le moment d'inertie augmente avec leur longueur très rapidement sans entraîner un supplément proportionnel de poids.

Lorsque les disques sont fixés verticalement, l'excitation des oscillations du système est manifestement des plus intenses; j'ai été obligé dans ce cas d'augmenter encore artificiellement le moment d'inertie de l'équipage en chargeant les ailettes de l'amortisseur par des cavaliers métalliques.

Le ressort antagoniste est pincé à ses deux extrémités dans deux douilles dont l'une pénètre à frottement dur dans l'anneau G en faisant ainsi corps avec le bâti et l'autre est ajustée en H sur la tige mobile au moyen d'une petite vis; ce dispositif assure une parfaite

interchangeabilité des ressorts et en outre il permet d'étalonner ceux-ci une fois pour toutes, car les deux douilles sont fixées invariablement et définitivement à chacun d'eux. Une simple rotation de la douille extérieure dans son anneau change à volonté la position du zéro. L'équipage mobile complet pèse de 30 à 35 grammes.

Les deux pointes d'acier trempé très sec sont amovibles ; on les remplace aussitôt que les frottements indiquent que leur acuité n'est plus suffisante. La base du bâti, un disque de plomb massif pourvu de manettes pour son transport commode, repose sur une petite table à vis calantes ; elle garantit par son seul poids une stabilité parfaite.

4. LA TEMPÉRATURE ; RÉGLAGE ET MESURE. — Le four est du type à carcasse métallique cylindrique fermée à sa partie supérieure ; le choix du métal est dicté par les conditions particulières à chaque cas ; ici l'argent était tout désigné qui, non magnétique et inaltérable jusqu'au-dessus de 800° (le point de transformation $\alpha\beta$ du fer est vers 760°), est en même temps un excellent conducteur de la chaleur.

Une nouvelle modification est nécessitée par les conditions magnétiques de l'expérience : ainsi placé dans un champ tournant, le noyau est disposé tout à fait favorablement pour faire écran ensuite au champ des courants induits ; j'ai pu, en fait, me rendre compte par des expériences préliminaires que cette influence était parfaitement appréciable. En fendant le cylindre d'argent le long de ses génératrices en six endroits, cet effet nuisible a été totalement éliminé (fig. 2, K). La rigidité a naturellement souffert de cette segmentation ; pour éviter en particulier une déformation de la carcasse lors de l'enroulement, j'ai fixé celle-ci sur un tube de verre de diamètre convenable, puis, le four totalement achevé et chauffé par courant électrique, il suffit d'introduire brusquement quelques gouttes d'eau dans l'intérieur pour briser le tube de verre qu'on retire ensuite par fragments. La température du four préalablement étudiée est vers 700° constante à 0°,5 sur 15 millimètres à partir du fond.

Dans le voisinage immédiat du disque en observation est maintenue la soudure d'un couple platine-platine rhodié isolé par des tubes de quartz. Son étalonnement a été fait par points fixes (¹).

(¹) Ceux-ci étaient : ébullition de l'eau, fusion de l'étain (232°), ébullition du benzophénone (306°), ébullition du soufre (444°,6), fusion de l'antimoine (630°).

Au commencement, j'observais directement les déviations d'un galvanomètre Deprez-d'Arsonval à faible résistance fermé sur le couple et shunté par une résistance de fer dont la grandeur était choisie de façon à éliminer l'effet de variations de la température ambiante sur les déviations. Dans la suite des expériences, j'ai pu mesurer les températures en comparant directement au moyen d'un potentiomètre les forces électromotrices correspondantes à celle d'un élément au cadmium.

5. DISPOSITION GÉNÉRALE. — Pour qu'un seul observateur puisse surveiller l'ensemble et faire les lectures, on a réuni à proximité immédiate : échelle de l'hystérésimètre, ampèremètres et résistances de réglage des circuits d'aimantation et de chauffage, potentiomètre et son installation galvanométrique, leviers de commande du moteur, commutateurs, etc. On aura déjà remarqué que l'aimant et l'hystérésimètre sont totalement indépendants l'un de l'autre quant à leurs sustentations respectives, d'où une complète sécurité par rapport aux trépidations.

La rotation de l'aimant met en branle un tourbillon d'air intense dont l'appareil de mesure proprement dit doit être complètement isolé sous peine de rendre toute observation impossible. A cet effet, il est placé dans la caisse dont on voit la coupe en gros traits sur la *fig. 1* ; le grand cylindre vertical dans lequel est pratiquée une fenêtre à la hauteur du miroir ainsi qu'une partie du couvercle sont en carton ; le reste, au voisinage du four, est en laiton. Toute cette enveloppe peut être facilement démontée ou remontée en une minute.

Chaque fois que la grandeur de l'entrefers l'a permis, le four a été recouvert d'un cylindre de verre terminé par une calotte, ce qui le protégeait très efficacement contre les courants d'air et rendait par là la constance de la température plus aisée à entretenir.

6. MESURES ACCESSOIRES. — a) *Aimantation et champ*. — Pour la représentation des résultats, il est rationnel, au moins dans beaucoup de cas, de choisir comme variable indépendante, au lieu du champ tournant, l'intensité d'aimantation au sommet du cycle que fait décrire ce champ. Il était donc avantageux de connaître cette grandeur, au moins approximativement ; je me suis adressé dans ce but de nouveau à une mesure par couples dont voici le principe :

Considérons un disque très mince vertical dans un champ magné-

tique H et solidaire d'un équipage mobile pourvu d'un ressort antagoniste. La direction du champ étant dans le plan de la plaque, tout le système sera en équilibre.

Supposons maintenant que le champ tourne à partir de la première position d'un angle α que nous admettons très petit (quelques degrés au plus). Ensuite de l'aimantation induite I, la substance sera sollicitée de la part du champ par un couple M, et elle tournera jusqu'à la position caractérisée par l'angle β , le couple antagoniste du ressort équilibrant celui d'origine magnétique, d'où l'équation :

$$M = HI \cdot v \cdot \sin(\alpha - \beta) = C\beta.$$

C = constante du ressort, v = volume de la plaque.

On en pourrait tirer I.

Cette équation serait parfaitement rigoureuse si l'aimantation demeurait parallèle au plan de la plaque (si celle-ci était taillée normalement à l'axe d'un cristal de pyrrhotine par exemple). Mais quelle que soit l'importance des phénomènes démagnétisants normaux, une substance isotrope s'aimantera toujours un peu normalement au plan sous l'influence de la composante normale du champ. Soit I_n la composante normale de l'aimantation, la composante parallèle I_p se confond avec I ensuite de la petitesse des angles (cos).

La condition d'équilibre devient, en tenant compte des deux composantes :

$$(1) \quad C\beta = HI \cdot v \cdot \sin(\alpha - \beta) - HI_n v \cos(\alpha - \beta).$$

Soit k la susceptibilité, on a, la plaque étant supposée infiniment mince :

$$(2) \quad I_n = k [H \sin(\alpha - \beta) - 4\pi I_n].$$

Tirant de là I_n et remplaçant dans (1) :

$$C\beta = Hlv \sin(\alpha - \beta) - \frac{H^2 v \sin(\alpha - \beta) \cos(\alpha - \beta)}{4\pi + \frac{1}{k}}.$$

Tenant compte de $\cos(\alpha - \beta) \sim 1$ et du fait que la susceptibilité normale est grande avec les faibles aimantations entrant en jeu, on trouve, toutes réductions faites :

$$I = \frac{C\beta}{Hv \sin \alpha (1 - \beta \cotang \alpha)} + \frac{H}{4\pi}.$$

Toutes les quantités du second membre sont immédiatement accessibles à l'expérience.

La méthode a malheureusement un point faible : c'est l'incertitude sur la composante normale de l'aimantation dont le terme $\frac{H}{4\pi}$ représente la correction nécessitée.

Il est bien clair que ce terme peut devenir très important vis-à-vis du premier, si la substance exige un champ élevé pour son aimantation ; ce cas se rencontre pour la magnétite dont je n'ai pas déterminé l'aimantation. La méthode s'est adaptée fort bien au nickel ; un contrôle à température ordinaire effectué ballistiquement avec des appareils entièrement différents a donné une très bonne coïncidence jusque dans un champ de 600 gauss où cependant le terme $\frac{4\pi}{H}$ atteint 12 0/0 déjà du terme principal. Dans des champs plus intenses, l'erreur croît rapidement.

Pour l'application de la méthode, la connaissance des champs en unités absolues est indispensable. Je les ai mesurés au moyen de la balance électromagnétique de Cotton. Je voudrais remarquer, à ce propos, que la certitude de pouvoir revenir au même champ, pour la même intensité du courant magnétisant, s'étend, à condition qu'on s'entoure de précautions très attentives dans la désaimantation, à des champs beaucoup plus faibles qu'on ne l'admet généralement. En se servant pour désaimanter le circuit magnétique (fer de Suède) de courant alternatif à 50 périodes, j'ai pu obtenir des champs de l'ordre de dix gauss avec une précision de 1 0/0. Et notons qu'il y correspond encore à l'intérieur des disques des valeurs notablement plus faibles ensuite des phénomènes démagnétisants.

Ceci montre assez que l'étude de *tout le domaine* compris entre les champs faibles et la saturation peut être exécutée sans changement avec le même appareil. Si l'on ajoute à cela que le dispositif de mesure de l'hystérèse décrit plus haut est applicable à la mesure de l'aimantation sans aucune modification autre que l'adjonction d'un miroir à l'axe de l'aimant et d'une échelle (pour l'angle α), il sera superflu d'insister sur les avantages inestimables qu'offre le procédé au point de vue de l'économie de temps et de la commodité. Remarquons seulement que l'aimantation et les hystérèses sont déterminées sur les mêmes échantillons et dans des conditions thermiques rigoureusement identiques.

b) *Ressorts et leurs constantes.* — Je me suis servi exclusivement de ressorts d'acier après quelques essais peu satisfaisants avec divers métaux et alliages. Leurs constantes (couple par unité d'arc de torsion) étaient comprises entre 1 000 C. G. S. et 5 000 environ.

Leur étalonnage en unités absolues a été effectué par la méthode dynamique en notant les périodes d'oscillation de l'équipage mobile seul, puis avec un supplément connu de moment d'inertie représenté par deux cavaliers de masse et éléments géométriques déterminés avec précision, qu'on plaçait sur les ailettes de l'amortisseur : la distance de chacun d'eux à l'axe a été repérée au cathétomètre. Les durées d'oscillation ont été observées pour des amplitudes du même ordre que celles des observations proprement dites et l'appareil étant en place.

7. MARCHÉ DES EXPÉRIENCES, CAUSES D'ERREUR, SENSIBILITÉ, PRÉCISION. — Les observations ont été conduites de la façon la plus symétrique possible. L'intensité du courant magnétisant étant réglée à la valeur désirée, celui-ci est commuté un certain nombre de fois pour arriver au champ correspondant de façon non équivoque ; puis on fait une lecture pour chaque direction du courant, on renverse le sens de rotation de l'aimant et on fait encore deux lectures ; la différence des moyennes de droite et de gauche fournit la double déviation qui est évidemment indépendante et du zéro de l'appareil et d'une dissymétrie du champ. Après avoir relevé ainsi tous les points à champs croissants par exemple, on a toujours relevé à nouveau quelques-uns d'entre eux choisis au hasard en revenant en arrière avec le champ ; la concordance avec les valeurs antérieures fournit un contrôle à la fois de la valeur exacte du champ déterminé par l'intensité du courant et de la bonne désaimantation de la substance.

Mais auparavant quelques précautions sont nécessaires lors de la mise en action de l'hystérésimètre, je vais en dire quelques mots.

Le disque à observer était d'abord collé sur le support en prenant garde qu'il soit centré sur l'axe d'oscillation, puis tout l'appareil transporté vers l'aimant et mis en place en centrant l'axe des pointes sur l'axe de rotation de l'aimant. Suffisant pour le nickel et la magnétite, ce centrage doit être perfectionné encore pour le fer ; on le fait par tâtonnements jusqu'à extinction de la dissymétrie des déviations.

En agissant en outre sur ces vis calantes, j'ai réglé une fois pour

toutes la position de la table supportant l'hystérésimètre de telle sorte que les deux pivots soient dans la même verticale, un calcul simple montre que ce réglage doit être passablement parfait pour la mesure des couples faibles.

L'appareil était bien suffisamment sensible pour étudier normalement les quantités de matière de $0^{\text{er}},2$ en moyenne. Pour donner une idée de la limite de cette sensibilité, je dirai qu'il était encore possible d'apprécier des couples correspondant à une *force de 0,4 dyne agissant à 1 centimètre de l'axe*.

Les déviations lues ont été en moyenne de 100 à 200 millimètres ; en admettant l'estimation de $0^{\text{mm}},1$, la précision *relative* de l'hystérèse serait de 1 à 2 0/00 dans les cas favorables. La mesure de la température et sa constance doivent être envisagées comme sûres à 1° près. On verra plus loin que les phénomènes superposés d'irréversibilité n'ont guère permis d'étudier les *lois de variation* à plus de 1 0/0. Néanmoins la précision élevée de l'hystérésimètre pour des valeurs relatives a été extrêmement précieuse comme moyen de recherches et notamment pour des cas extrêmes.

Les constantes des ressorts, toutes les erreurs d'étalonnement considérées, ne peuvent être exactes au delà de 0,5 0/0. Il s'ensuit que les valeurs *absolues* de l'hystérèse doivent être considérées comme certaines à 1 0/0 près ; elles ont du reste peu d'importance en elles-mêmes et une erreur systématique sur cette grandeur n'entraîne aucune altération des conclusions qui suivront, puisque un même échantillon a été toujours étudié complètement avec le *même ressort*.

Aucune influence magnétique n'a pu être constatée sur les ressorts. Par contre, lorsque le four était maintenu un temps prolongé (une à deux heures) vers la température 750° (point critique du fer), l'atmosphère de toute la caisse de l'hystérésimètre était suffisamment réchauffée pour produire une variation appréciable de la constante du ressort (à peu près 1 0/0). Avec le nickel et la magnétite, cette influence ne se fait plus sentir ensuite des températures moins élevées de leurs points critiques.

Enfin, au sujet de la légitimité de l'emploi de disques, voir le mémoire précité de MM. Weiss et Planer, page 14.

8. DIMENSIONS DES DISQUES ; COURANTS DE FOUCAULT. — Le choix des dimensions des disques est un point important ; il faut, pour atté-

nuer la délicatesse des mesures, prendre le plus de matière possible, mais les limites de choix sont singulièrement restreintes par d'impérieuses exigences d'un autre ordre. De prime abord on voit déjà que le diamètre des plaques ne peut dépasser 13 millimètres, afin d'éviter tout frottement contre les parois du four dont le diamètre intérieur est de 14 millimètres.

La grandeur disponible est donc la seule épaisseur de la plaque ; malheureusement ce n'est de nouveau qu'une apparence ; pour être beaucoup plus dissimulées et indirectes que celles qui limitent le diamètre, les raisons qui commandent l'amincissement des disques, lesquelles vont être exposées dans les remarques suivantes, n'en sont que plus péremptoires.

Considérons la plaque verticale dans le champ ; pour que l'hystérèse soit sensiblement alternative, il faut que l'effet démagnétisant normal au disque soit très intense ; le facteur démagnétisant normal à une plaque infiniment mince est 4π ; cette valeur limite est pratiquement atteinte sans trop de peine, et on ne peut plus gagner beaucoup en continuant à amincir. Partant de là, on serait tenté de conclure, par exemple, qu'il n'y aurait aucun avantage appréciable à choisir un disque de $0^{\text{mm}}, 2$ d'épaisseur, plutôt qu'un autre de $0^{\text{mm}}, 5$, puisqu'on ne gagnerait par là guère que 40/0 sur le facteur démagnétisant. Une telle déduction, juste en soi, serait cependant prématurée, parce qu'elle n'envisage qu'un des côtés de la question ; le facteur démagnétisant diamétral entre aussi en ligne de compte, de façon indirecte il est vrai. Ceci tient au fait que toutes les expériences sont effectuées dans un *champ tournant constant* ; or les champs nécessaires pour atteindre une certaine *aimantation diamétrale* varient dans le même sens que le facteur démagnétisant diamétral ; suivant la valeur de ce dernier, le champ tournant devra être plus ou moins élevé et fera passer pendant sa rotation l'aimantation normale à la plaque aussi par des valeurs plus ou moins élevées pour la même aimantation diamétrale.

Voici, pour fixer les idées, un exemple concret choisi parmi les cas observés : deux disques du même nickel et tous deux de 11 millimètres de diamètre ont respectivement $0^{\text{mm}}, 2$ et $0^{\text{mm}}, 4$ d'épaisseur ; un champ extérieur de 200 gauss fait passer par sa rotation les aimantations diamétrale et normale du premier par les valeurs respectives 450 et 15 C. G. S. ; pour le second, l'accession de la même aimantation diamétrale demande 320 gauss, soit 60 0/0 *de plus* et cause par là un accroissement de l'aimantation normale parasite également de 60 0.

Nous avons donc là une première raison d'amincir les échantillons autant que faire se peut, la seconde nous est fournie par les courants de Foucault développés par la rotation du champ dans les plaques elles-mêmes; il n'est évidemment pas possible de supprimer ce phénomène parasite; tout ce qu'on peut faire est de le rendre aussi inoffensif que possible.

Il est aisé de voir que, pour des disques minces, l'énergie dépensée par cycle de cette façon est, toutes choses égales d'ailleurs, proportionnelle à la *troisième puissance de l'épaisseur* de la plaque, celle-ci étant *horizontale*, et à la *première puissance* pour la position *verticale*; comme l'*hystérèse* croît dans les deux cas comme la *première puissance* (volume), il sera, au point de vue de l'hystérèse tournante, très avantageux d'amincir le disque, tandis que la chose reste différente pour l'hystérèse alternative. De fait, en choisissant des échantillons de 0^{mm},2 d'épaisseur, les courants de Foucault ont eu une action totalement négligeable dans les disques horizontaux, et elle n'a pas dépassé 3 ou 4 0/0 dans l'autre cas.

La correction a été déterminée directement en faisant une double observation pour deux vitesses différentes et connues pour chaque champ et en admettant l'influence des courants proportionnelle à la vitesse. Il va de soi que cette correction n'a pas été observée seulement à température ordinaire, puisque et l'induction B et la résistance électrique des échantillons sont fonctions de la température.

9. ÉCHANTILLONS ET LEUR PROTECTION. — a) *Nickel*. — Les disques ont été découpés directement dans une tôle « Kahlbaum » de 0^{mm},2 d'épaisseur, il contient une très légère proportion de cobalt.

b) *Magnétite artificielle*. — Je l'ai préparée en grillant au chalumeau à oxygène de l'oxyde de fer Fe²O³ dans une minuscule capsule d'iridium.

La petite lentille qui se constitue peu à peu est ensuite usée à l'émeri très fin jusqu'à la forme discoïde désirée; je n'ai cependant pas réussi à en réduire l'épaisseur au delà de 0^{mm},5 ensuite de sa très grande fragilité. Pour éviter une rupture de l'éprouvette pendant les différents traitements et aussi pour prévenir un contact avec des corps (silicate soluble ou autres) ⁽¹⁾ pouvant l'altérer à chaud, elle a été logée une

(1) Toute fixation métallique est totalement exclue par les courants de Foucault.

fois pour toutes dans une petite boîte de stéatite avec interposition d'un double matelas de magnésie calcinée.

c) *Fer.* — Le problème à résoudre est ici plus malaisé; il n'y aurait pas eu trop de difficultés à entretenir une atmosphère neutre dans le four; mais, outre que la question du collage de la plaque aurait subsisté entière, on aurait été à la merci du moindre incident, puisque une condition essentielle est de pouvoir expérimenter avec une masse demeurant identique à elle-même plusieurs semaines consécutives; j'ai préféré entourer la plaque d'une enveloppe imperméable. Après avoir remarqué que le contact du platine altère le fer, j'ai procédé ainsi qu'il suit :

Une plaque épaisse de verre peu fusible est creusée mécaniquement d'une cavité cylindrique; on y introduit la plaque métallique en ayant pris soin d'étendre au-dessous un lit de magnésie comprimée, de même au-dessus de la plaque, et on recouvre le tout d'un couvercle de verre préalablement taillé au diamètre voulu; puis on soude le couvercle tout le long de sa circonférence au chalumeau; enfin on rode à la meule le bloc ainsi formé aux dimensions exigibles. On prend soin, avant de souder, de garnir la fissure circulaire avec de la poudre du même verre. J'ai expérimenté avec trois échantillons ainsi protégés, et n'ai jamais eu à constater ni une altération de la surface du fer (contrôlé par pesées) ni le moindre bris de verre, encore que les variations de température aient été souvent brutales.

CHAPITRE II.

Irréversibilité thermique, viscosité et vieillissement.

Les phénomènes dont il s'agit ici sont encore mal ou presque pas connus et, quant à leur origine, totalement obscurs. Le présent chapitre est consacré à discuter leur influence sur les recherches entreprises et à développer les hypothèses générales que mes expériences propres suggèrent sur ce sujet; nous serons en particulier conduits à l'idée que ces phénomènes d'aspects si variés procèdent très probablement d'une seule et même cause intime.

Je vais tout d'abord préciser les désignations sur lesquelles règne encore passablement de confusion et faire en même temps ressortir la nature des problèmes qui se posent. Envisageons en pre-

mier lieu la dépendance des variables aimantation \mathfrak{J} et champ H , abstraction faite de la température; nous avons alors affaire aux courbes d'aimantation bien connues; le fait de l'influence sur la valeur de \mathfrak{J} de l'hystérèse magnétique antérieure est de l'irréversibilité proprement dite: à un certain champ inducteur peuvent correspondre toutes sortes de valeurs de l'aimantation; mais le champ ne variant plus, \mathfrak{J} conserve la même valeur, toute autre influence extérieure étant supposée écartée. Et maintenant on sait que, dans les champs faibles, \mathfrak{J} n'atteint pas instantanément sa valeur définitive pour un champ donné, cela peut même durer quelques minutes: c'est l'effet connu sous le nom de *viscosité*: à la fonction \mathfrak{J} de H , il faut adjoindre une certaine *fonction du temps*.

Les choses se présentent de façon absolument analogue à température variable, mais elles sont ici d'un ordre beaucoup plus général; on a, en effet, une variable de plus, la température, et c'est elle qui joue ici le rôle de variable indépendante qu'avait le champ dans le phénomène que je viens de rappeler; quant à la valeur de l'aimantation, son rôle sera détenu par toute la *courbe d'aimantation*, respectivement par les *courbes d'énergie perdue par cycle pour tous les champs*. En d'autres termes, on aura à discuter des surfaces au lieu des courbes, des *déformations de courbes entières* au lieu de *déplacements de points*. Et nous retrouvons ici les deux phénomènes ci-dessus, mais généralisés: l'irréversibilité est constatable lors de la trempe de l'acier par exemple, et la viscosité n'est pas autre chose que ce que la technique comprend sous le mot de *vieillessement* à propos des modifications spontanées du fer des transformateurs. Viscosité et vieillissement doivent donc être envisagés comme synonymes, signifiant simplement *fonction du temps*.

10. DIFFICULTÉS INTRODUITES PAR CES PHÉNOMÈNES ET MÉTHODES EMPLOYÉES POUR LES TOURNER. — Disons dès l'abord que nous n'avons pu trouver *absolument aucun corps* dépourvu, même de façon approchée, de ces gênantes propriétés. Faisons toutefois une réserve pour être complet: pour les substances pures, la valeur de l'aimantation à saturation, elle, repasse par les mêmes valeurs ⁽¹⁾ pour chaque température que l'on relève la courbe en chauffant ou en refroidissant, ce qui est en accord du reste avec les théories molé-

(1) P. CURIE, P. WEISS.

J. de Phys., 4^e série, t. IX. (Octobre 1910.)

culaires du magnétisme. Ceci n'entraîne pas du tout, comme il pourrait sembler à première vue, la réversibilité thermique de *l'aire du cycle limite* (décrit entre les deux valeurs positive et négative de l'aimantation à saturation); la propriété énoncée exprime uniquement la réversibilité des *sommets des cycles*.

Ceci dit, cherchons à nous rendre compte de l'importance énorme que ces phénomènes peuvent prendre vis-à-vis des recherches entreprises. Quel est, en somme, le problème directeur? Observer l'hystérèse alternative, l'hystérèse tournante et l'aimantation d'un certain échantillon pour rechercher, entre autres, les liaisons mutuelles qu'elles peuvent posséder. Or il est clair que, ne pouvant les observer au même instant toutes les trois, il faudrait au moins, pour que les résultats puissent avoir une valeur comparative, que l'échantillon se retrouve identique à lui-même dans les trois cas, et ceci notamment dans sa constitution intime. Il est donc de toute nécessité, avant de tirer toute conclusion, d'étudier les moyens de ramener à volonté une substance à un état magnétique donné après qu'elle l'a quitté à la suite de processus quelconques.

Par leur nature même, de tels essais sont longs et malaisés, où l'on est obligé de tâtonner passablement et où le temps entre lui-même en jeu comme variable déterminante; ce sera donc une grande économie de temps de connaître des points de repère faciles à atteindre, des valeurs du champ en quelque sorte caractéristiques de l'état magnétique du corps, permettant d'emblée une conclusion générale sur *toute la courbe* en fonction du champ. Des points relevés à diverses températures et à même champ extérieur sont évidemment ininterprétables pour plusieurs raisons; il pourrait se faire par exemple qu'au même champ extérieur corresponde la même hystérèse, alors que l'aimantation du disque ne sera pas du tout la même, et on conclurait faussement que la substance se retrouve dans le même état magnétique.

L'hystérèse alternative au *cycle limite* remplit justement ces conditions; c'est quelque chose de bien déterminé, indépendant en particulier de la grandeur du champ extérieur à partir d'une certaine valeur; la comparaison entre les valeurs de l'aire de ce cycle avant et après une transformation thermique indiquera immédiatement si le champ coercitif élémentaire a augmenté ou diminué. Je n'ai cependant pas procédé en général de cette façon, un fait que mes expériences ont mis en évidence et sur lequel je reviendrai avec plus

de détails ayant facilité les essais : *le maximum d'hystérèse tournante varie suivant des lois très analogues, sinon identiques à celles du maximum d'hystérèse alternative* (aire du cycle limite). Or la position horizontale des disques permet des observations beaucoup plus commodes que leur fixation verticale ; il était donc tout indiqué de se servir du *maximum d'hystérèse tournante comme moyen d'investigation* ; c'est à ce parti que je me suis arrêté définitivement.

En résumé, la discussion ci-dessus montre la possibilité de trouver un cycle qui est fonction seulement de la température et pas du champ, ou bien encore de changer, pour le contrôle de l'état des substances, le problème à trois variables en un problème à deux variables seulement.

Nous allons maintenant entrer dans un exposé détaillé des propriétés observées ; comme elles se présentent sous un aspect assez variable d'une substance à l'autre, nous les discuterons séparément pour chacune d'elles.

11. NICKEL. — J'ai pu observer dès les premières expériences une irréversibilité énorme : en chauffant jusque vers 1000°, l'hystérèse (1) à température ordinaire a passé de 18 000 à 8 300 ergs par centimètre cube, soit à 40 0/0 de sa valeur initiale, puis un nouveau recuit du même genre a encore réduit cette dernière valeur de 20 0/0. Inutile, d'ailleurs, de prendre des précautions particulières pour le refroidissement. Or, des recuits jusque vers 600 à 700° ne produisant que des modifications très peu importantes en regard de celle qui vient d'être caractérisée, je présume qu'il doit y avoir pour le nickel une *région de transformation dans les environs de 900°, région et non pas point* de transformation, comme je crois l'avoir vérifié par quelques expériences sommaires.

Les états magnétiques ainsi obtenus ne sont pas stables ; le nickel redevient progressivement plus dur (2) avec une allure d'abord rapide (20 0/0 en quatre jours), puis de plus en plus lente (six mois après 16 000 ergs par centimètre cube), ceci bien entendu sans autre action que celle du temps.

Je ne reproduis pas ici les nombreuses courbes irréversibles relevées pour chercher des états déterminés sans ambiguïté. — Comparons

(1) « Hystérèse » sans autre indication désignera toujours l'une des valeurs limites (tournante ou alternative).

(2) Plus dur signifie ici « à plus grande hystérèse ».

les courbes $E_{\max} = f(t)$ obtenues en faisant varier la température rapidement et ne s'arrêtant à chaque température que le temps de la laisser s'équilibrer et d'observer la déviation. Ces courbes sont représentées *fig. 6* et les nombres qui les caractérisent consignés aux tableaux IV et V; le relevé de chaque série (chauffage et refroidissement) demande environ deux heures. Renvoyant au chapitre III la discussion de la physionomie des courbes, je vais seulement formuler une loi approximative qu'elles suggèrent, laquelle est précieuse surtout comme moyen de recherche et que nous retrouverons avec beaucoup plus de netteté avec la magnétite.

Le tableau I contient les rapports respectifs des *hystérèses maxima de même espèce* à l'état dur, puis beaucoup plus doux⁽¹⁾. Le maximum à l'état doux a été posé égal à 1 dans chacune des colonnes.

TABLEAU I

t	Hyst. alternative	Hyst. tournante
18°	1,43	1,62
100	1,48	1,62
150	1,49	1,57
200	1,50	1,53
250	1,50	1,53
300	1,52	1,52
350	1,50	1,53

On peut conclure de ce tableau que *les lois de variation du cycle limite (dans chacune des deux hystérèses) sont approximativement les mêmes, que le nickel soit à l'état dur ou à l'état doux.*

On ne peut attacher grande importance aux points dans le voisinage des conditions ordinaires où le nickel s'est toujours montré très capricieux et instable; j'ai des raisons de penser, sans pouvoir d'ailleurs l'affirmer, que la région des températures habituelles joue pour ce métal un rôle analogue à celle que nous allons rencontrer pour la magnétite aux environs de 400°.

Quant aux expériences complètes à champ variable dont on trouvera les résultats au chapitre V, elles concernent les nombres obtenus en recuisant avant *chaque* série à une température donnée du nickel déjà doux jusque vers 380° (au-dessus de la transformation magnétique); ce procédé s'est révélé en somme le plus pratique pour l'obtention de résultats comparables.

(¹) Les valeurs absolues de ces rapports n'ont aucune signification intéressante, car, pour plus de généralité, on n'a pas pris de précaution pour partir des mêmes états initiaux dans les deux cas.

12. MAGNÉTITE. — C'est le corps qui a donné les résultats les plus systématiques sur l'irréversibilité et les effets connexes. Je vais donner un aperçu de ses propriétés spécifiques dans cette direction.

Le fait le plus saillant que j'ai isolé après quelques tâtonnements, est la *localisation en quelque sorte de l'irréversibilité* dans une région assez restreinte. Une courbe relevée sans précaution spéciale a l'aspect que représente la *fig. 3*. La courbe retour passe de façon très accentuée au-dessous de la courbe aller vers 500°, puis la rejoint *presque*, tout en restant au-dessous. Point n'est besoin, d'ailleurs, de chauffer jusqu'au-dessus du point de transformation pour déclencher l'irréversibilité (voir segment DB, *fig. 3*); il s'agit donc de toute une région.

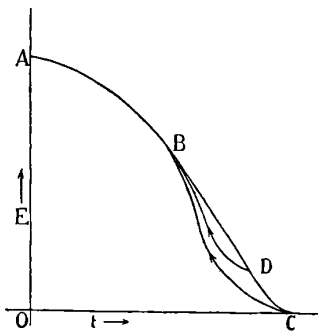


FIG. 3.

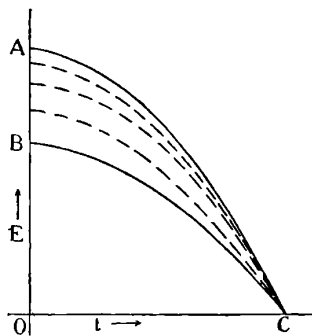


FIG. 4.

Que se passe-t-il au contraire dans l'intervalle 18°-350°? — Réversibilité à peu près complète, et qui plus est, réversibilité soit avec la substance à l'état doux, soit à l'état dur. Je m'explique. Supposons, pour fixer les idées, que, par un traitement quelconque à haute température, l'hystérèse prenne à 18° la valeur E_1 ; on pourra chauffer jusqu'à 350° et revenir à 18°, vite ou lentement, on retrouvera encore E_1 à une fraction 0/0 près; par un nouveau traitement thermique approprié ⁽¹⁾, donnons à l'hystérèse, à 18°, la valeur $E_2 = E_1$, on pourra recommencer le même processus entre 18° et 350° sans modifier E_2 sensiblement, de même pour n'importe quelle autre valeur de E.

(1) On trouvera plus loin en quoi consistent ces manières de traiter les corps.

Je me servirai pour grouper ces phénomènes et faciliter leur description de la supposition suivante :

Il existe réellement une loi bien déterminée de variation du champ coercitif H_c du cristal élémentaire (1) avec la température correspondant à une loi également déterminée de décroissance de l'hystérèse limite.

Supposons maintenant qu'outre la température, une autre cause agisse sur le champ coercitif; elle se traduira quantitativement par une nouvelle variable z , et on aura :

$$E = f(t, z)^{(2)}.$$

L'influence de z est d'un genre nettement délimité par l'hypothèse que nous venons de faire : z joue le rôle d'un paramètre tel que, pour l'une quelconque de ses valeurs, on trouve la même loi $E = f(t)$ à un facteur constant près; ou si l'on veut la fonction E est de la forme simple :

$$E = zf(t).$$

Les sections de la surface $E = zf(t)$, par des plans parallèles au plan des Et , forment une famille de courbes semblables dont les projections sont représentées *fig. 4* dans l'espace ABC.

Revenons aux cas concrets : la variable z ne nous est pas directement accessible, nous savons seulement qu'elle dépend du temps (sans lui être aucunement proportionnelle); si nous pouvions la maintenir constante, nous serions sûrs que nous observerions la vraie loi :

$$E = f(t).$$

Or c'est précisément ce qui arrive dans la région 0°-350°. Nous nous basons ici implicitement sur le postulat suivant : *Si, construisant la courbe $E = f(t)$, nous retrouvons les mêmes points t croissant, puis décroissant, et quelle que soit la vitesse de variation de t , l'influence du temps, donc celle de z est nulle ($z = \text{constante}$).*

Le fait expérimental exposé ci-dessus des valeurs différentes de E_1 et E_2 , qui se conservent réversibles aussi longtemps que $t < 350^\circ$, correspond dans cette schématisation à placer le point de

(1) Voir, à propos de H_c , les chapitres III et IV dans la suite de ce travail.

(2) E sans indice désigne toujours indifféremment hystérèse alternative ou tournante. Toutes les considérations réunies ici s'appliquent aux cycles limites exclusivement. Le chapitre *Éléments homologues* montrera qu'on peut généraliser et de quelle manière.

départ sur deux courbes distinctes de la famille. Il reste maintenant à légitimer la relation hypothétique reliant les différentes courbes de ce système. Voici à cet effet le tableau II des rapports entre les valeurs E_a de l'énergie par cycle alternatif limite aux mêmes températures, mais à des *degrés différents de dureté* (1).

TABLEAU II

t	18	100	150	200	250	300	350	400	450
$\frac{E_{dur}}{E_{doux}}$	1,164	1,169	1,173	1,175	1,162	1,151	1,142	1,129	1,169

Ces expériences ont duré plusieurs heures, et on voit déjà poindre l'influence du temps à 300°; voici un exemple où l'on a passé d'un seul coup de 350° à 18° :

	Rapport
18°	1,164
350°	1,160

La constance est ici bien plus accusée encore; j'ai d'ailleurs eu l'occasion d'observer de fréquents exemples de la constance du rapport.

Cette remarque à propos de la durée de l'expérience m'amène à envisager l'influence du temps de plus près : il est clair qu'expérimentalement les températures ne sont pas séparées d'une façon tranchée par le point 350°; il s'agit, ainsi que l'indique déjà la série des rapports ci-dessus, d'une question d'ordre de grandeur. A température ordinaire, le vieillissement est pratiquement nul(2); jusque vers 250°, il ne se fait pas sentir en deux ou trois heures; à partir de 350°, sa vitesse augmente dans une proportion formidable pour atteindre son maximum entre 400 et 450°, où ce n'est plus qu'une question de minutes et même de secondes.

Or, vers 450°, de très nombreuses expériences m'ont montré que l'on arrive assez rapidement à des états approximativement identiques à hystérèse faible; dans la schématisation invoquée plus haut, nous dirons que les états correspondant aux points sur les courbes à grande hystérèse sont *instables* et qu'ils tendent alors à passer avec grande rapidité d'une courbe à l'autre. On devra s'attendre d'après ceci à obtenir un point à plus grande ordonnée, si, venant d'un état (à basse température) à grande hystérèse, on amène la température

(1) Il s'agit toujours bien entendu d'un seul et même échantillon.

(2) Une variation de 0,001 s'est produite en quinze jours.

aussi rapidement que possible à 450° par exemple ; et c'est en effet ce que j'ai observé, mais pas aussi complètement qu'on pourrait le désirer, c'est ce qui m'a fait conclure plus haut à une question de minutes ou de secondes ; au contraire, à mesure qu'on revient en arrière, les points à basse hystérèse sont moins naturels et tendent à remonter sur les courbes supérieures : c'est ce qui donne aux courbes de la *fig. 3* leur physionomie caractéristique ; mais en même temps, la rapidité de transformation diminue puisqu'on rentre dans la région où le corps est en quelque sorte figé magnétiquement ; tout comme plus haut, mais inversement, on sera en droit de présumer qu'en partant, par exemple, de 450° avec une dureté très faible et en ayant soin de traverser avec suffisamment de promptitude la région des modifications rapides, on devra trouver au-dessous de 350° un *état définitivement à hystérèse faible*. Avec un peu de peine, il est vrai, j'ai effectivement réussi à obtenir une courbe de la sorte, c'est celle que représentent la *fig. 6* et le tableau VI (courbe VI).

La plus grande difficulté de ce genre d'expériences réside dans l'impossibilité de faire varier la température avec une vitesse aussi grande qu'on le veut : le maximum est atteint en coupant le courant de chauffage du four ; on ne peut donc malheureusement observer les effets de *variations instantanées*, et ce serait la seule possibilité d'infirmier ou de confirmer la manière de voir énoncée plus haut ; elle ne doit donc être envisagée que comme une induction suggérée fortement par les expériences.

Quoi qu'il en soit, je vais en résumer les conséquences en les précisant.

La courbe pure de décroissance du cycle limite est celle à variation infiniment rapide de la température.

Ce principe exclut d'emblée, pour la *discussion de la dépendance du champ coercitif élémentaire et de la température, l'utilisation de toutes les courbes relevées avec des états stables* (états acquis après un temps plus ou moins long).

Outre que ceux-ci sont d'une observation à peu près impossible, car ce n'est qu'au prix d'une dépense de temps considérable qu'on peut être certain de les avoir atteints, il est, à notre point de vue, donc, *de peu d'intérêt de les observer*.

Entre autres arguments en faveur de ces principes, on peut invoquer le postulat énoncé plus haut en l'appliquant à la région 0° - 300° ; il contient comme conclusion particulière, que dans ces

limites, et quel que soit l'état initial, la magnétite demeure dans le même état intime, qu'elle se comporte comme si la variation de température était infiniment rapide ; or il se trouve justement, ainsi qu'on l'a vu, qu'à cet intervalle correspond un système de courbes de l'espèce définie.

L'observation que précisément dans cette région, où l'irréversibilité thermique n'est pas observable, le vieillissement est nul, qu'en outre celui-ci est justement le plus intense où celle-là est la plus accentuée, conduit à l'idée que le vieillissement est la cause de l'irréversibilité thermique, qu'ils ne forment qu'un seul et même phénomène. Et cela encore est déjà exprimé par une des conclusions ci-dessus, que les lois à variation infiniment rapide de la température sont rigoureusement réversibles.

La courbe à hystérèse faible obtenue par le procédé ci-dessus a été construite dans le but de représenter, autant que possible dans toute son étendue (aussi au-dessus de 350°), une courbe unique du système, puisque les températures supérieures à 350° n'admettent la stabilité nécessaire au temps de l'opération qu'à l'état doux. Je n'ai observé que cette seule courbe dans ce genre, parce que cet état une fois perdu, il est trop pénible d'y revenir (¹).

Les courbes complètes à champ variable (chap. v), destinées seulement à la comparaison des propriétés hystérétiques par champs alternatif et tournant, admettent naturellement n'importe quel état, pourvu qu'on puisse le retrouver facilement ; j'ai choisi arbitrairement pour les températures 18°, 200°, 350°, un état assez dur caractérisé par les deux valeurs de l'hystérèse alternative et de l'hystérèse tournante à 350°, fixées une fois pour toutes. Pour y revenir après l'avoir perdu, on procède ainsi qu'il suit : on chauffe vers environ 600°, puis on refroidit aussi brusquement que possible vers 350° ; l'hystérèse est augmentée très notablement par cette opération, il y a là probablement un effet analogue à la trempe ; on fait une lecture à 350°, ou bien elle est plus grande ou bien plus petite que la valeur choisie. Dans le dernier cas, il faut renouveler la trempe ; si c'est le contraire, on porte avec précaution le corps quelques instants dans

(¹) Il est bien entendu qu'on ne peut prétendre que la courbe entière correspond à la même valeur de z , car, quelle que soit la promptitude avec laquelle on procède autour de 400°, on ne peut empêcher une variation ; tout ce que l'on peut faire par les opérations indiquées est de donner à z , dans l'intervalle 0°-350°, une valeur très rapprochée de la valeur moyenne entre 400 et 550.

la région d'instabilité (vers 400°, par exemple), puis retour rapide à 350°, nouvelle lecture et ainsi de suite jusqu'à obtention de l'état cherché.

Une fois à 350°, on peut refroidir vite ou lentement, changer la position de la plaque, revenir à telle ou telle température, sans craindre d'entraîner des modifications supérieures à 1 0/0.

Le point 500° a été étudié sans autre précaution qu'un séjour d'une ou deux heures à cette température avant les lectures.

13. FER. — Ici, tous les efforts faits en vue d'obtenir des états stables ou interprétables ont à peu près échoué; je n'ai en particulier pas pu accélérer le vieillissement en procédant par oscillations de températures de plus en plus petites autour d'un point donné. C'est pourquoi je me bornerai à reproduire dans ce travail et pour un seul échantillon les valeurs des hystérèses-limites qui donnent l'image de la fonction de la température en général au sens que l'on développera plus loin (chap. III et IV).

J'ai expérimenté longuement avec les trois échantillons suivants : a) fer doux de Suède (Kohlsva) : contient du carbone, du manganèse et du silicium, en tout 0,2 0/0 d'éléments étrangers; b) fer électrolytique (Kahlbaum) avec traces d'impuretés; c) fer chimiquement pur, petit fragment de tôle très mince (1).

Tous ces fers peuvent être qualifiés de très purs : *absolument aucun ne s'est montré réversible*. Le tableau III contient un extrait des nombres observés sur le fer Kohlsva.

TABLEAU III. — Maxima d'hystérèse du fer de Kohlsva.

Température	Hystérèse tournante			Hystérèse alt. états vieillis	$\frac{E_a}{E_r}$
	Variation rapide de temp.		Etats vieillis		
	t croissant	t décroissant			
18	11.530	11.050	12.810	17.250	1,35
100	10.350	10.230	11.430	15.720	1,37
200	8.680	8.540	9.980	13.810	1,38
300	7.140	6.810	8.240	11.650	1,41
400	5.390	5.030	6.020	8.560	1,42
500	3.810	3.390	3.580	4.900	1,36
600	2.690	2.540	2.540	2.760	1,08
700	995	1.040	873	896	1,02
760	0	0	0	0	

(1) Ce fer a été préparé à Berlin par M. Kreuzler (Voir *Verh. deutsche phys. Gesellsch.*, p. 144; 1908), que je remercie ici vivement pour l'amabilité avec laquelle il a mis cet échantillon à ma disposition.

La représentation de ces séries est réunie dans la *fig. 5* ; détail :

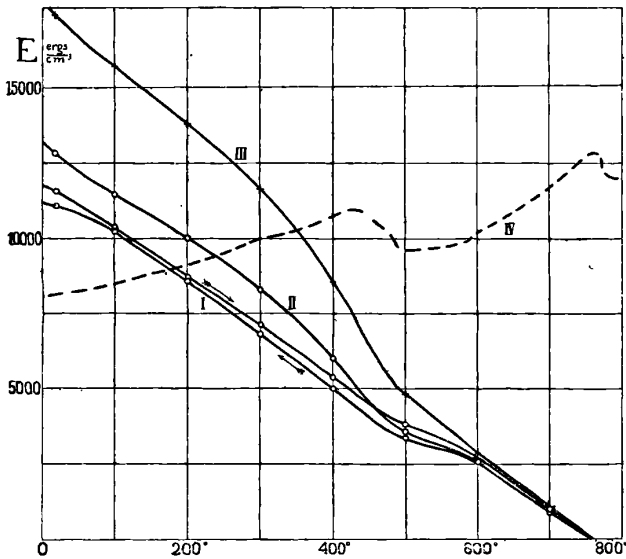


FIG. 5.

Courbe I. — Variation du maximum d'hystérèse tournante en chauffant et refroidissant aussi rapidement que possible et partant d'un état doux.

Courbe II. — Même fonction, mais avec fer vieilli à chaque température.

Courbe III. — Maximum d'hystérèse alternative, mêmes conditions qu'en II.

Ce que ces courbes montrent de plus frappant, c'est l'absence d'une *loi unique* ; il semble qu'il y ait dans les environs de 500° un passage graduel d'une loi à une autre, et cela dans tous les cas. Il y a peut-être là une relation avec la *recalescence*, mais c'est peu probable avec la pureté de l'échantillon en question. — Les courbes correspondantes des échantillons *b* et *c* étaient également irrégulières, mais avec des irrégularités de genres différents.

On trouvera encore dans la même *fig. 5* la reproduction (courbe IV) d'une *courbe de refroidissement* du fer obtenue par Roberts Austen⁽¹⁾.

(1) ROBERTS AUSTEN, *Fifth Report Proc. Inst. Mech. Eng.*, February 1899.

Le rapprochement entre cette *courbe thermique* et mes *courbes magnétiques* s'impose de lui-même sans qu'il soit besoin d'insister.

14. SUR L'ORIGINE DE L'IRRÉVERSIBILITÉ. — La question principale de tout ceci serait évidemment la cause intime de ces modifications si profondes, si capricieuses et si générales du champ coercitif. Il faut bien reconnaître qu'elle nous échappe encore. Guidé par le fait que les corps impurs, l'acier, par exemple, sont thermiquement très irréversibles, on serait porté à induire qu'un élément parfaitement pur serait magnétiquement bien défini à toutes les températures ; et c'est à la vérité un peu avec cette espérance que j'ai examiné d'abord du fer de Kreusler extrêmement pur, puis de la magnétite artificielle, corps débarrassé de par sa préparation de toute impureté métallique ou carbonique. Ainsi qu'on l'a vu, non seulement les irréversibilités n'ont pas disparu, mais il n'a semblé aucunement qu'elles aient diminué d'intensité. Pareille sensibilité à des impuretés, si celles-ci étaient la cause unique, ne saurait guère se comparer qu'à celle de l'analyse spectrale. Il me semble plus raisonnable d'admettre — jusqu'à plus ample informé — qu'on a affaire ici à une influence d'un mécanisme inconnu, qui pourrait être, par exemple, une simple action mutuelle des cristaux, action ou bien directement magnétique, ou bien, comme le pense aussi M. Weiss, purement mécanique (pression, état de tension). Cette influence serait soumise à des perturbations profondes dès que des variations de température déclancheraient un réarrangement dans les cristaux, voire une recristallisation ; tout naturellement le temps y jouerait son rôle de même que les corps étrangers, puisque, comme on sait, ils ont des relations extrêmement étroites avec la structure intime des métaux (solutions solides, etc.). Et ces hypothèses s'appliquent aussi bien à des corps purs.

La variable x dont je me suis servi plus haut pour simplifier représentait globalement, dans cette image, l'action hypothétique dont il vient d'être question.

Avec les divers échantillons de fer que j'ai étudiés, il est cependant nécessaire d'admettre que leurs différences chimiques jouaient déjà un rôle, puisque les caractères des courbes se distinguaient déjà de l'un à l'autre.

CHAPITRE III.

Les cycles limites des deux hystérèses.

15. LEURS LOIS DE DÉCROISSANCE AVEC LA TEMPÉRATURE; CELLES DU CHAMP COERCITIF ÉLÉMENTAIRE. — A partir de maintenant, nous allons, dans le but d'en dégager les lois élémentaires, examiner les résultats d'observation, *déduction faite autant que possible des phénomènes superposés auxquels était consacré le précédent chapitre*; nous avons vu dans celui-ci comment et jusqu'à quel point on peut parler de lois élémentaires. Dans le présent chapitre, nous ne nous occuperons que des maxima d'hystérèse; ils se présentent de prime abord de façon plus simple et facilitent les généralisations qui suivront; leur rôle prépondérant a d'ailleurs déjà été remarqué plus haut.

Les tableaux IV et V contiennent les chiffres relevés sur le même échantillon de nickel en deux états différents.

TABLEAU IV. — Hystérèses maxima du nickel à l'état dur (ergs/cm³)⁽¹⁾.

Température	Disque vertical (E_a)			Disque horizontal (E_t)			$\frac{E_a}{E_t}$
	Chauffage	Refroidissement	Moyenne	Chauffage	Refroidissement	Moyenne	
18	15.530	15.430	15.480	12.470	12.000	12.230	1.266
100	12.740	12.630	12.680	10.130	9.320	9.720	1.307
150	10.730	10.590	10.660	8.350	7.730	8.040	1.327
200	8.480	8.370	8.430	6.495	6.135	6.315	1.332
250	5.990	5.960	5.975	4.585	4.425	4.505	1.327
300	3.418	3.461	3.439	2.605	2.560	2.582	1.330
350	687	805	747	542	547	545	1.367
368	0	0	0	0	0	0	

TABLEAU V. — Hystérèses maxima du nickel à un état intermédiaire.

Température	Valeurs moyennes (ergs/cm ³)		$\frac{E_a}{E_t}$
	Disque vertical	Disque horizontal	
18	11.770	8.865	1,329
100	9.130	6.973	1,307
150	7.540	5.740	1,323
200	5.895	4.435	1,330
250	4.140	3.116	1,339
300	2.354	1.774	1,328
350	556	380	1,423
368	0	0	

(1) Entre les observations de la cinquième et de la sixième colonne, il s'est écoulé trois heures pendant lesquelles, à la suite d'un incident, la substance a dû rester à 400°; on voit quelle différence de réversibilité il en est résulté entre la plaque verticale et la plaque horizontale.

Ces tableaux sont représentés graphiquement par les courbes suivantes de la *fig. 6*.

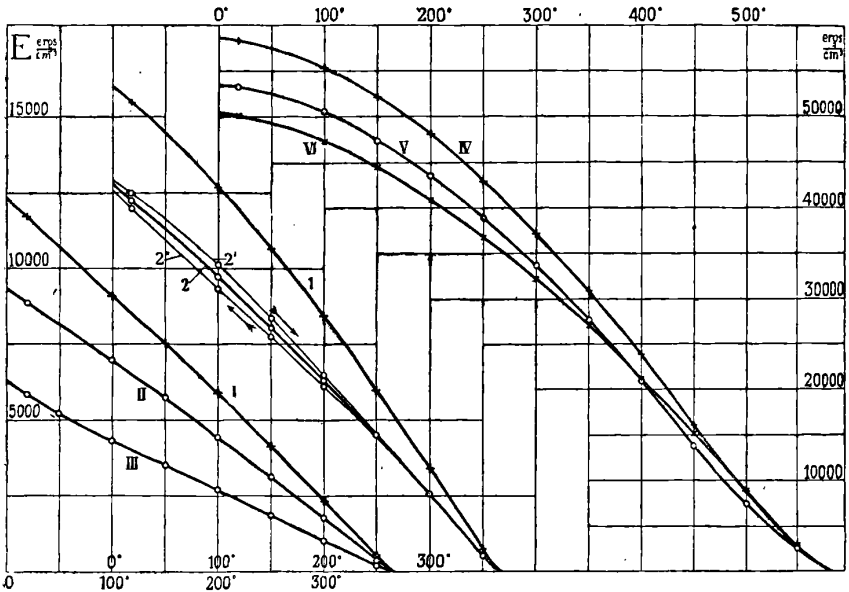


FIG. 6.

- | | | | |
|-------------------|---|-----------|--|
| Ni dur. | } | Courbe I. | Maximum hystérèse alternative. |
| | | — 22' 2". | — tournante, valeurs extrêmes et moyennes. |
| Ni intermédiaire. | } | Courbe I. | Maximum hystérèse alternative. |
| | | — II. | — tournante. |

On a encore reporté sur la *fig. 6* une courbe (III) du maximum d'hystérèse tournante à un état très doux du même échantillon, relevée en réchauffant rapidement avant la détermination de *chaque point* jusqu'au-dessus du point de disparition du ferromagnétisme.

Il est d'emblée visible que la physionomie générale de toutes ces courbes est identique, quel que soit l'état du nickel. Certaines d'entre elles se rapprochent beaucoup de droites, pour les états doux en particulier; on constatera cependant avec facilité qu'elles tournent toutes leur faible concavité vers l'axe des abscisses, abstraction faite de la région avoisinant les températures usuelles, qui, comme il a déjà été remarqué plus haut, est justement fort instable et irrégulière pour le nickel.

Le tableau VI contient des résultats pour la magnétite artificielle; l'hystérèse alternative a été observée à deux degrés de dureté *initiale*; la discussion de ce qui se passe aux températures se rapprochant du point critique à déjà été faite.

TABLEAU VI. — Maxima d'hystérèse de la magnétite artificielle (ergs/cm³).

Température	Alternative		Tournante Etat dur	$\frac{E_a}{E_t}$
	État doux	État dur		
18	50.000	58.220	53.230	1,09 ₀
100	47.250	55.290	50.510	1,09 ₂
150	44.400	52.150	47.330	1,10 ₀
200	40.820	48.020	43.500	1,10 ₁
250	36.830	42.850	48.810	1,10 ₅
300	32.160	37.020	33.620	1,10 ₀
350	26.960	30.740	27.600	1,13 ₀
400	21.090	23.810	20.900	1,13 ₈
450	15.030	16.050	13.800	1,16 ₂
500	8.990	8.790	7.410	1,18
550	2.860	2.950	2.570	1,17
587	0	0	0	

La *fig. 6*, courbes IV, V et VI, est construite avec ces nombres. Celle de ces courbes qui nous intéresse le plus est désignée par VI, nous avons déjà remarqué pourquoi : c'est celle qui doit se *rapprocher* d'une courbe simple où la seule variable agissant sur le champ coercitif est la température. Encore n'est-elle pas la courbe à plus basse hystérèse qu'on aurait pu obtenir; arrivé à un certain point, il faut dépenser un temps énorme pour gagner peu de chose. En général, elle présente les mêmes caractères que celles du nickel : concavité vers l'axe des abscisses jusqu'au même point d'inflexion rapproché du point de transformation magnétique et disparition de l'hystérèse semblant être graduelle ⁽¹⁾.

En dessous de 100°, notre courbe est beaucoup plus arquée que celle du nickel. Il est aisé de se rendre compte qu'on ne peut en conclure à aucune différence essentielle : il suffit d'envisager la loi de variation de l'hystérèse dans toute son étendue, soit pour chaque corps entre le *zéro absolu et son point de transformation magnétique*; or, la région que nous avons étudiée pour le nickel, comprise entre 18° et 368°, correspondrait chez la magnétite à l'intervalle 120°-588°, dans lequel l'analogie des lois est frappante. Le segment de courbe

(1) Je n'ai pas fait d'étude spéciale du voisinage du point de transformation.

de Fe^4O^3 en deçà de 120° devrait être comparé à un segment du nickel s'étendant au-dessous du zéro usuel.

Les courbes (*fig. 5*) du fer doux sont manifestement peu susceptibles de donner des renseignements valables dans le sens qui nous occupe, parce que beaucoup trop déformées par des phénomènes parasites; nous ne les discuterons pas.

Une question d'importance primordiale au point de vue théorique E est celle des liens qui peuvent exister *entre la loi de décroissance* $= \varphi(t)$ *de l'hystérèse et la loi correspondante de l'aimantation à saturation* $I = f(t)$. On sait tout le rôle que cette dernière joue dans les plus récents travaux théoriques sur le magnétisme.

Nous verrons au chapitre suivant que si l'on fait l'hypothèse de la matière composée d'éléments anisotropes du type de la pyrrhotine cristallisée, quoique apparemment isotrope, l'hystérèse à saturation est proportionnelle au produit $I H_c$, H_c désignant le champ coercitif du cristal élémentaire le long de l'axe de facile aimantation. La loi ci-dessus de I donnera la loi de H_c par simple division, si l'on connaît celle de l'hystérèse elle-même.

On peut être conduit à penser, puisque le champ coercitif dérive probablement des actions mutuelles des molécules, qu'il est proportionnel à l'aimantation tout comme le *champ moléculaire*.

Pour élucider ce point, il faut donc examiner l'allure de la fonction $\frac{E}{I} = \varphi(t)$; ainsi qu'il vient d'être dit. On sait par ailleurs que la loi $I = f(t)$, que donne la théorie du champ moléculaire, est obtenue en éliminant a entre les deux équations :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{Ch_a}{Sh_a} - \frac{1}{a} \quad \text{et} \quad I = a \cdot \frac{rT}{\mu N} \quad (1).$$

La fonction $\frac{E}{I} = \varphi(t)$ obtenue est représentée *fig. 7* pour le nickel (courbes I, II) et la magnétite (courbe III).

On a ajouté à chacune de ces courbes la courbe I elle-même pour la comparaison; on a fait coïncider dans chacune des paires de courbes le point de disparition du ferro-magnétisme et, par le choix d'une échelle convenable, un second point arbitrairement choisi.

(1) Voir LANGEVIN, *Magnétisme et théorie des électrons* (*Ann. Chim. et Phys.*, 8^e série, t. V, p. 70; 1905).

P. WEISS, *l'Hypothèse du champ moléculaire, etc., loc. cit.*

Pour la magnétite, la fonction théorique $I = f(t)$ coïncide dans l'intervalle considéré avec celle déduite de l'expérience; ce n'est point exactement le cas pour le nickel, et j'ai fait ici la comparaison graphique en partant de la loi théorique et de la loi expérimentale $I = f(t)$.

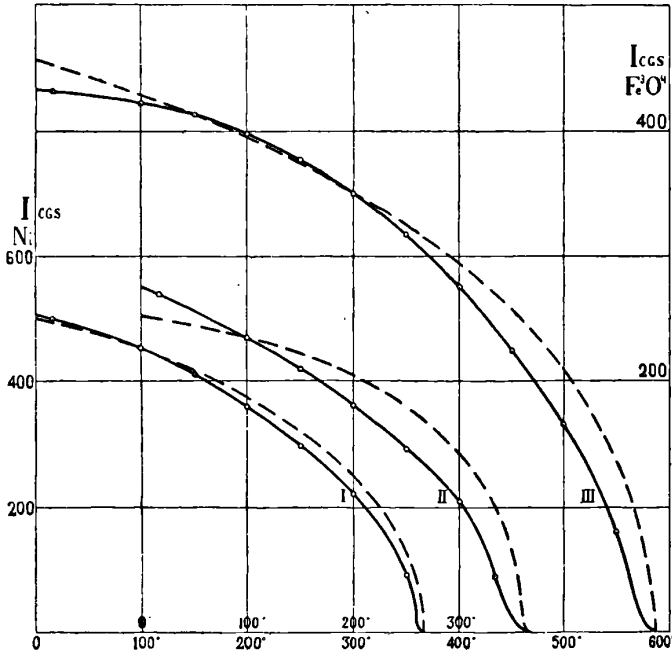


FIG. 7.

L'examen des figures montre que les lois de I et de H_c ne sont point identiques, mais qu'il n'est pas douteux que leur parenté soit étroite. Il est curieux de constater que la loi de H_c se rapproche pour le nickel beaucoup plus de la fonction théorique $I = f(t)$ que de la loi expérimentale.

L'ordre et le sens des divergences entre I et H_c sont les mêmes pour les deux corps observés : Dans les $3/5$ environ de l'intervalle de température, où ils sont ferromagnétiques, le champ coercitif présente une décroissance relative plus rapide que celle de l'aimantation. Dans une région de température plus basse, on est obligé de tirer

les renseignements de la seule magnétite; là, au contraire, la loi *s'écarte notablement de I* et dans le sens inverse : c'est alors I qui diminuerait plus rapidement que H_c en chauffant; n'ayant pas cette indication pour d'autres corps, on n'est pas en droit d'inférer que le fait soit général. Mais, en tout cas, il doit être envisagé comme certain pour la magnétite, la région en question accusant toujours la même loi, quelle que soit l'état de la substance. Le fer, d'ailleurs, irrégularités mises à part, ne contredit pas à ces propositions. Remarquons encore que le champ coercitif semble avoir une tendance à disparaître avant l'aimantation (quelques degrés).

Nous concluons donc de cet aperçu que *la loi de variation de l'aimantation à saturation avec la température donne une image approchée de celle du champ coercitif du cristal élémentaire.*

16. RAPPORTS DES DEUX MAXIMA. — Nous allons examiner de plus près ce que la seule inspection des courbes et tableaux des pages précédentes indique déjà : une parenté très accentuée entre le genre de variation de chacune de ces deux grandeurs; j'ai calculé à cet effet les valeurs du rapport $\frac{E_a}{E_t}$ pour les maxima correspondants et les ai consignés pour le nickel aux tableaux IV et V, pour la magnétite au tableau VI.

Avec le nickel à l'état intermédiaire, *le rapport se maintient constant à 20/0* près; la concordance est du même ordre pour la magnétite jusqu'à 350°; au delà, dans la région des transformations très rapides, le rapport n'a manifestement plus aucune signification. Les valeurs données par le nickel dur sont moins régulières, ce qui est parfaitement explicable par les conditions défavorables accidentelles du relevé des points (voir note concernant le tableau IV).

Une conséquence intéressante peut encore être tirée des tableaux concernant le nickel : *le rapport $\frac{E_a}{E_t}$ a la même valeur moyenne, à l'état dur comme à l'état intermédiaire*; et qui plus est, on retrouve encore *la même valeur* voisine de 1,32 pour les séries du tableau VIII observées sur un état *extrêmement doux*.

$\left(\frac{E_a}{E_t}\right)$ aux maxima semble donc *caractéristique pour un échantillon donné*; il ne dépend pas du champ coercitif lui-même, mais est en

quelque sorte une grandeur géométrique, manifestation extérieure de la construction intime des cristaux ⁽¹⁾.

Nous allons trouver plus loin quelle est la signification de ces lois et comme on peut les généraliser.

L'anomalie systématique de tous les rapports pour les températures avoisinant les points de transformation $\alpha\beta$ a probablement son origine dans le phénomène du passage progressif du ferro-magnétisme spontané au ferromagnétisme sollicité ⁽²⁾.

(A suivre.)

SPECTROPHOTOMÈTRE A ABSORPTION ⁽³⁾ ;

Par M. CH. FÉRY.

I.

On peut se proposer deux buts bien distincts en spectrophotométrie :

1° Par la comparaison des radiations élémentaires d'une lampe à celle correspondante d'un étalon connu, arriver à déterminer la composition numérique du flux complexe donné par la lampe étudiée, en prenant comme unité chacune des radiations élémentaires de l'étalon ;

2° Déterminer, pour un milieu absorbant, la valeur numérique du coefficient d'absorption, et cela pour les radiations comprises dans le spectre lumineux.

Ce dernier problème semble actuellement le plus important, et des modèles variés de spectrophotomètres ont été combinés dans ce but.

Ces appareils consistent tous en un spectroscopie auquel est adjoit

(1) La cause de la divergence notable entre la valeur absolue de mes rapports et celle obtenue à température ordinaire par Baily, puis Weiss et Planer, ne m'est pas connue de façon certaine, mais je crois être en droit de penser que les traitements thermiques ou à froid subis par les échantillons de ces observateurs (probablement aussi le procédé de mesure pour Baily) ont une grande part à ce fait (voir pour plus de détails mon mémoire *in extenso*: *Arch. Gen.*, juin, juillet, août 1910). Des expériences en cours d'exécution ont d'ailleurs pour but d'éliminer ce point.

(2) Voir mémoire *in extenso*, p. 65 ; aussi P. WEISS, *l'Hyp. du champ moléculaire*.

(3) Communication faite à la Société française de Physique, séance du 4 mars 1910.

une partie photométrique permettant d'amener à égalité d'éclairement les plages des deux spectres qui occupent le champ de la lunette d'observation.

Dans la plupart des cas, on a recours dans ce but à l'emploi de la polarisation, la loi étant $I_\lambda = K \sin^2 \alpha$, où α est l'angle des sections principales du polariseur et de l'analyseur.

Plus rarement on limite la section du flux lumineux pénétrant dans l'œil, soit en agissant sur la fente (Vierordt)⁽¹⁾ ou sur des lentilles munies de diaphragmes mobiles et de surfaces mesurables (d'Arsonval).

Les spectrophotomètres à polarisation sont pour la plupart compliqués et conduisent à une loi d'un usage incommode. Quant à ceux basés sur l'emploi d'un œil-de-chat, il est toujours à craindre que l'anneau oculaire (qui est variable comme dimension par suite de la manœuvre de l'œil-de-chat), ne reste pas inscrit dans la pupille. Ce n'est évidemment que lorsque cette condition est réalisée qu'on peut admettre que les éclaircissements rétininiens sont réellement proportionnels aux surfaces des diaphragmes mobiles.

II.

J'ai pensé que l'emploi du phénomène d'absorption, tout en conduisant à des dispositifs plus simples et moins coûteux que ceux

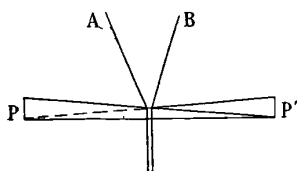


FIG. 1.

basés sur la polarisation, donnerait aussi une loi simple aux appareils, et en tous cas, fixerait à une valeur invariable la dimension de l'anneau oculaire, image donnée par l'oculaire de l'objectif de la lunette d'observation.

Imaginons, en effet, que, devant la fente d'un spectroscopie, soient

(1) Ce procédé est incorrect, car il compromet la pureté du spectre.

placés deux prismes P et P' en verre fumé dont les arêtes sont opposées (*fig. 1*).

Ces prismes agiront à la fois en absorbant le rayon émis de A et de B, et en les déviant ; il sera facile de trouver deux positions des luminaires pour lesquelles les anneaux oculaires seront confondus.

Au moment de l'égalité, on aura évidemment :

$$I = I_A e^{-kx} = I_B e^{-kx'}$$

d'où

$$\log I_A - kx = \log I_B - kx'$$

$$\log \frac{I_A}{I_B} = k(x - x').$$

La valeur K sera déterminée une fois pour toutes et les épaisseurs traversées x et x' seront connues par le déplacement δ qu'il aura fallu donner aux prismes (¹).

Dans le cas de la mesure de l'absorption des solides ou des solutions, on se servira de deux lampes A et B identiques.

Sans interposition de la substance inconnue, on aura, au moment de l'égalité :

$$I = I_A e^{-kx} = I_B e^{-kx'}, \quad \text{soit} \quad x = x',$$

car

$$I_A = I_B.$$

Soit y l'épaisseur de substance introduite et Q son coefficient d'absorption, on aura au moment de l'équilibre :

$$I_1 = I_A e^{-kx'} = I_A e^{-Qy} e^{kx''}$$

$$kx' = Qy + kx''$$

$$Qy = k(x'' - x')$$

d'où

$$Q = k \frac{x'' - x'}{y}.$$

La valeur de K se mesurera très facilement avec une lame d'épaisseur connue taillée dans la *même* substance que les prismes.

Dans le cas de la mesure du coefficient d'absorption des solutions, qui est le plus important, comme nous le disions en débutant, il est facile d'éclairer les deux prismes absorbants placés devant la fente du spectroscopie, par une seule source lumineuse.

Pour cela, disposons devant l'appareil une lentille (*fig. 2*) donnant sur la fente l'image de la source S ; il est facile de trouver la

(¹) On fabrique maintenant du verre dont le coefficient d'absorption est constant à 3 0/0 près pour toutes les radiations du spectre visible.

distance des ouvertures O et O' percées dans un écran disposé devant la lentille, pour laquelle les rayons qui convergent sur la fente sont ramenés au parallélisme après passage dans les prismes absorbants P et P'.

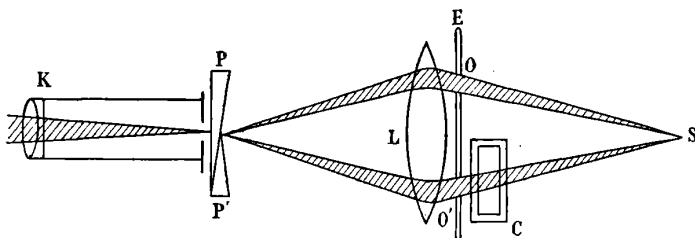


FIG. 2.

La cuve C renfermant le liquide absorbant est disposée devant une des ouvertures de l'écran E.

En réalité il pénètre dans le spectroscope quatre faisceaux : pour deux d'entre eux, la déviation marginale de la lentille est annulée par celle des prismes ; ce sont ces faisceaux qui servent à la mesure ; pour les deux autres, les déviations de la lentille et celles dues aux prismes s'ajoutent. Il suffit de donner aux prismes P et P' des angles suffisants pour que ces faisceaux parasites soient arrêtés par un diaphragme placé dans le collimateur et n'atteignent pas la lentille de ce dernier.

Dans le spectrophotomètre réalisé sur ce principe, la tangente de l'angle de déviation des prismes a été trouvée égale à 0,0655 ; en disposant l'écran à une distance de 400 millimètres, les deux ouvertures O et O' doivent donc se trouver à 26 millimètres l'un de l'autre.

J'ai pu, par ce dispositif déceler 5 milligrammes de fer par litre, au moyen de la coloration rouge donnée par le sulfocyanure. La cuve n'avait que 2 centimètres d'épaisseur.

La facilité de réglage et d'emploi du spectrophotomètre à absorption, jointe à sa proportionnalité, que j'ai vérifiée dans de grandes limites avec des solutions d'aniline, lui permettront de rendre quelques services en analyse quantitative.

SUR UN GONIOMÈTRE-RÉFRACTOMÈTRE AUTO-COLLIMATEUR (1);

Par M. C. CHÉNEVEAU.

L'appareil, dont je vais donner la description et qui a été réalisé par la maison Pellin est un instrument de recherches; mais il peut être également utilisé, dans un laboratoire d'enseignement, pour démontrer aux élèves un certain nombre de principes de l'optique (2).

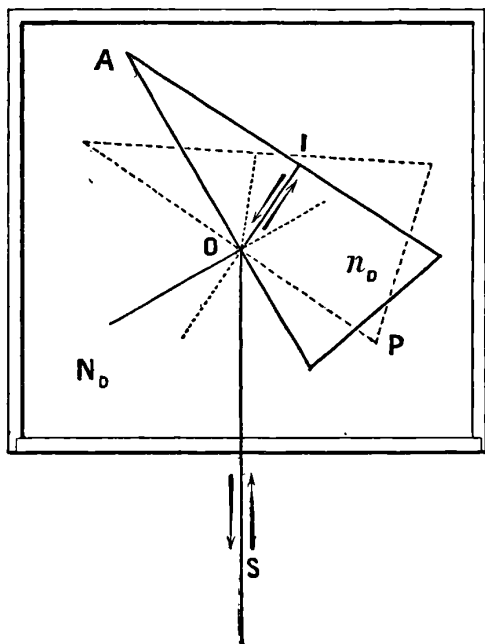


FIG. 1.

La première application précise pour laquelle il a été créé est la mesure des indices de réfraction et des dispersions des liquides, et elle peut être facilement étendue aux corps solides.

(1) Communication faite à la Société française de physique, séance du 15 avril 1910.

(2) BIBLIOGRAPHIE. — Pour les corps solides principalement : O.-V. LITROW, *Wien. Ber.*, 47 (2), 26, 1863 ; E. ABBE, *Neue Apparate zur Bestimmung des Brechungs...*, Léna, 1874 (catalogue de Zeiss) ; C. CZAPSKI (*Z. f. Inst.*, 10, 361, 1890) ; C. PULFRICH (*Wied. Ann.*, 45, 609, 1892 ; *Z. f. Inst.*, 14, 354, 1894) ; C. FÉRY (*C. R.*, t. CXV, 1892, 1309). L'application de l'auto-collimateur à la mesure des indices de liquides paraît due à DE WAHA (*J. de Phys.*, 6, 186 ; 1877).

1° *Indices de réfraction d'un solide.* — Si un rayon lumineux monochromatique (provenant d'une flamme sodée) SO tombe sur un prisme de verre P de façon qu'après réfraction en O sur la face d'entrée, il soit réfléchi sur la deuxième face AI normale à la direction OI (*fig. 1*), il revient sur son propre chemin et l'indice du verre pour la raie D sera donné par la relation :

$$(1) \quad n_D = \frac{\sin i_D}{\sin A}$$

Par ce procédé d'autocollimation, on a le même résultat avec un prisme de 30° qu'avec un prisme d'angle double placé au minimum de déviation.

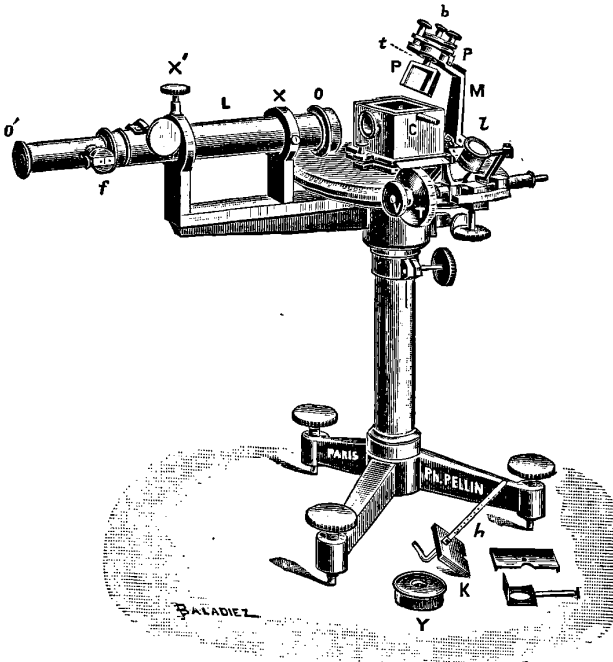


FIG. 2.

Pour effectuer la mesure de l'indice de réfraction, le prisme P est monté sur une plaque p évidée en son centre et possédant un retour d'équerre, qui sert d'appui au prisme maintenu contre la plaque avec de la cire molle (*fig. 2*). Une tige t est fixée à cette plaque et peut

glisser à frottement dans un tube soudé sur une plate-forme F portée par une potence M; la mise en place s'effectue à l'aide d'une vis assez longue entrant dans la tige t . Non seulement le prisme peut ainsi tourner autour d'un axe vertical, si l'on donne un mouvement de rotation au bouton b de la vis, mais il peut encore se déplacer dans deux plans perpendiculaires, à l'aide de deux vis de réglage, à ressorts v et v' agissant à angle droit; on peut donc amener dans le champ de la lunette autocollimatrice L, l'image réfléchie sur la face AO du prisme et l'image réfractée⁽¹⁾.

La potence M, qui soutient le prisme, est entraînée par un plateau mobile N, qui couvre complètement le plateau fixe S, portant le cercle divisé, sauf un endroit où se trouve disposé le vernier a au $1/60^\circ$, qu'on peut lire à l'aide d'une loupe l , montée sur un support articulé, et d'un éclaireur à lame de verre dépoli d .

La division du cercle est de $20'$ et le vernier donne $20''$. Une vis micrométrique à rappel à pompe V permet de faire coïncider exactement l'image de la fente avec l'image du fil vertical du réticule, de telle sorte qu'il reste autant de lumière à droite qu'à gauche de cette image du fil. Pour des mesures très précises, cette vis porte un tambour T divisé en 200 parties et une règlette R dont chaque division équivaut à un tour de tambour. Dans le premier modèle de l'appareil, la division du tambour valait $4'',64$ et celle de la règlette $15' 24''$.

La lunette autocollimatrice est constituée par un objectif O, un oculaire O' et un réticule formé par deux fils perpendiculaires dont un est vertical⁽²⁾. Elle est montée entre colliers et peut être réglée en orientation à l'aide des pointes x, x' et, autour de l'axe horizontal passant par ces pointes, à l'aide de la vis V'. La fente f , réglable, est placée sur le côté de la lunette; elle est éclairée par la flamme sodée d'un bec Méker ou d'un brûleur à chlorure de sodium dont on projette l'image sur la fente à l'aide d'une lentille. Un petit prisme à réflexion totale, disposé à l'intérieur de la lunette, sert à renvoyer les rayons issus de la fente dans la direction d'un axe optique secondaire. J'ai montré⁽³⁾ que le fait d'avoir la fente en dehors de l'axe optique principal et de ne pas faire superposer son image avec elle n'altère en rien les déterminations. Il faut cepen-

(1) Pour avoir les meilleurs résultats, il est bon d'argenter ou d'étamer la face AI du prisme.

(2) Pour augmenter la netteté des images, il est bon de diaphragmer l'objectif.

(3) C. CHÉNEVEAU, *Recherches sur les propriétés optiques des solutions et des corps dissous* (Ann. Chim. Phys., t. XII, 8^e série, p. 234-241; 1907).

dant que, par construction, la face OA du prisme soit dans le plan de symétrie du cercle divisé.

Pour avoir l'indice par la formule (1), il suffit donc de mesurer l'angle A par la méthode de Wollaston et l'angle i_D en amenant successivement au réticule l'image de la fente, dont la largeur a été convenablement réglée, réfléchi sur la face AO et réfractée par le prisme (1).

2° *Dispersion d'un solide.* — A l'aide du tambour de la vis micrométrique, on repère toutes les raies intéressantes par rapport à la raie D (2). On prend en général les raies de l'hydrogène C ou H_α , F ou H_β , G' ou H_γ ; pour les obtenir, on dispose à la place de la flamme sodée un tube à hydrogène en forme de 4 ou d'U renversé; la décharge passe dans un tube capillaire horizontal et on projette sur la fente, à l'aide d'une lentille, l'image de la section de ce tube (3).

On peut estimer ainsi, avec plus d'exactitude que sur le cercle divisé, les écarts angulaires α , β , γ entre les différentes raies et la raie D; on a alors successivement :

$$n_C = \frac{\sin(i_D - \alpha)}{\sin A},$$

$$n_F = \frac{\sin(i_D + \beta)}{\sin A},$$

$$n_{G'} = \frac{\sin(i_D + \gamma)}{\sin A},$$

d'où l'on déduit les valeurs de $n_D - n_C$, $n_F - n_D$, $n_{G'} - n_D$, à moins qu'on ne préfère calculer ces dispersions partielles par les formules :

$$n_D - n_C = \frac{\sin \alpha \cos\left(i_D - \frac{\alpha}{2}\right)}{\sin A},$$

$$n_F - n_D = \frac{\sin \beta \cos\left(i_D + \frac{\beta}{2}\right)}{\sin A},$$

$$n_{G'} - n_D = \frac{\sin \gamma \cos\left(i_D + \frac{\gamma}{2}\right)}{\sin A}.$$

(1) Il n'est pas nécessaire que les deux rayons réfléchis et le rayon réfracté soient à la même hauteur; on peut faire un réglage pour la mesure de l'angle et un pour la mesure de i_D . Mais il est préférable de n'avoir qu'un réglage à faire.

(2) On peut prendre un tube à hélium très lumineux dont les raies se rapprochent de celles de l'hydrogène. On rappelle ici que les longueurs d'onde des raies de l'hydrogène sont en $\mu\mu$: C, 656,3; F, 486,1; G', 434,0.

(3) On peut combiner facilement, à l'aide d'un prisme à réflexion totale ou d'un dispositif mécanique, un système éclairer permettant de passer commodément d'une source de lumière à la lumière du sodium.

On peut en déduire les pouvoirs dispersifs, rapports de dispersion, etc... Comme exemples de ces mesures, nous donnerons celles qui nous ont permis de déterminer les indices et dispersion d'un crown léger et d'un flint dense.

Crown	Flint
$\hat{A} = 29^{\circ} 53' 40''$	$\hat{A} = 30^{\circ} 2' 20''$
$\hat{i}_D = 48^{\circ} 56' 0''$	$\hat{i}_D = 54^{\circ} 5' 0''$
$n_D = 1,5126$	$n_D = 1,6178$
$\alpha = 6' 36'',5$	$\alpha = 13' 57'',5$
$\beta = 15' 57'',0$	$\beta = 35' 23'',2$
$\gamma = 28' 51'',0$	$\gamma = 1^{\circ} 5' 47'',7$
$n_D - n_C = 0,00253$	$n_D - n_C = 0,00471$
$n_F - n_D = 0,00612$	$n_F - n_D = 0,01198$
$n_{G'} - n_D = 0,01103$	$n_{G'} - n_D = 0,02213$

La précision sur la mesure de n_D est $\pm 0,0001$ pour les indices de réfraction et $\pm 0,00001$ à $\pm 0,00002$ pour les dispersions, lorsqu'on ne dépasse pas un écart angulaire de $1^{\circ} 30'$.

3° *Indices et dispersions des liquides.* — Si le prisme de verre P d'indice n_D (fig. 1) plonge dans un milieu liquide d'indice N_D , on aura :

$$(2) \quad \frac{n_D}{N_D} = \frac{\sin i_D}{\sin A},$$

pour un rayon monochromatique jaune qui, après passage dans le liquide, réfraction dans le prisme et réflexion sur la face AI, reviendra sur sa direction antérieure, le nouvel angle d'incidence étant i'_D .

Divisons les équations (1) et (2) membre à membre, on a l'indice du liquide :

$$(3) \quad N_D = \frac{\sin i_D}{\sin i'_D}.$$

La méthode d'autocollimation rend la mesure de l'indice d'un liquide indépendante de tout défaut du prisme, l'angle et la réfraction étant mesurés au même point, du parallélisme des glaces de la cuve et ne demande donc aucune correction.

Pour réaliser cette mesure, le liquide est placé dans une cuve fixe C en verre, et fermée par une bonne glace à faces planes et parallèles G (fig. 2). Cette cuve peut s'orienter autour de l'axe vertical à l'aide d'une vis tangente D et autour d'une charnière horizontale à l'aide de la vis B; elle est entourée d'une enceinte métallique et entre les parois

peut se trouver ou circuler de l'eau pour rendre uniforme la température du liquide.

Le prisme, monté sur la potence décrite précédemment et qui peut basculer autour de la charnière c, c , tourne avec le plateau portant le vernier, sa face AO étant dans le plan de symétrie.

Il tourne ainsi dans le liquide, et on annule, en somme, par un prisme liquide d'angle variable, la déviation produite par un prisme solide d'angle constant. Le prisme est argenté sur la face AI ⁽¹⁾ et mastiqué dans une monture métallique. Le verre employé est inattaquable aux acides et aux bases ⁽²⁾.

Si l'on ne connaît pas, par le constructeur, les constantes optiques du verre employé, on détermine i_b , comme on l'a vu précédemment, au besoin sans couvercle sur la cuve ⁽³⁾.

Pour déterminer i_b , on peut opérer ainsi : on amène l'image de la fente, réfléchiée par la face antérieure de la glace G, sur le réticule, en bas du champ par exemple, à l'aide des mouvements D et B. Pendant la mesure l'image reste ainsi sur le réticule; on verrait si la cuve a bougé et on la remettrait en place. Puis on mesure la différence angulaire entre l'image réfléchiée sur la face AO du prisme et l'image réfractée ⁽⁴⁾.

Pour mesurer les dispersions, on opère comme pour un prisme solide en mesurant à l'aide du tambour divisé les écarts angulaires :

$$\begin{aligned}\alpha' &= i'_D - i'_C, \\ \beta' &= i'_P - i'_D, \\ \gamma' &= i'_{G'} - i'_D;\end{aligned}$$

(1) On peut ainsi faire une mesure avec un liquide d'indice égal à celui du verre, ce qui ne serait pas possible si l'on n'augmentait pas, par cet artifice, l'intensité de la lumière réfléchiée.

(2) Pour les liquides corrosifs, on supprime la garniture métallique latérale pour que, seul, le prisme de verre (ou de quartz) plonge dans le liquide.

(3) Comme les indices des liquides varient avec la température, le couvercle K de la cuve, qui est en deux parties et laisse libre le mouvement de rotation de la tige de prisme, permet de placer un petit thermomètre h dans l'eau de l'enveloppe.

(4) A cause de la plus faible intensité de la lumière réfléchiée sur le prisme qui est cependant encore suffisante avec un brûleur à sodium, et par ce fait qu'on peut diaphragmer la cuve et non l'objectif, on amène d'abord l'image réfléchiée sur le prisme, au réticule, sans liquide dans la cuve; on place le liquide à l'aide d'une pipette et on vérifie que l'image est encore en place. On peut d'ailleurs, pour cette première opération, prendre une source de lumière plus intense. Il n'est pas utile de remplir toute la cuve de liquide.

on en déduit les angles i'_c, i'_r et i'_g , et les indices N_c, N_r, N_g par des formules analogues à la formule (3) :

$$N_c = \frac{\sin i_c}{\sin i'_c}, \quad N_r = \frac{\sin i_r}{\sin i'_r}, \quad N_g = \frac{\sin i_g}{\sin i'_g}.$$

On obtient alors les dispersions partielles $N_D - N_c, N_r - N_D, N_g - N_D$, ou moyenne $N_r - N_c$ avec une précision équivalente à celle des solides.

Voici un exemple de détermination des indices et des dispersions de l'eau à une température de 16° C. :

$$\begin{aligned} i_D &= 48^\circ 56' 0'' & i'_D &= 34^\circ 26' 40'', & N_D &= 1,3333. \\ \alpha' &= 47'',3, & N_D - N_c &= 0,00180, \\ \beta' &= 2' 8'',8, & N_r - N_D &= 0,00417, \\ \gamma' &= 4' 3'',9, & N_g - N_D &= 0,00736. \end{aligned}$$

4° *Applications diverses de l'appareil.* — Sans insister sur les applications possibles de l'appareil, nous signalerons qu'avec un prisme de verre suffisamment dispersif, l'appareil peut servir de spectroscope, les raies étant repérées par le tambour et la réglette.

L'instrument peut servir également de diasporamètre, c'est-à-dire donner les rapports des dispersions de deux substances, qui sont exactement achromatisées (1). Il permet de faire comprendre et même d'étudier la formation du spectre secondaire d'une combinaison de deux prismes. Suivant les liquides employés, le spectre peut être dans le sens habituel rouge violet ou dans le sens inverse violet rouge; ce dernier cas se produit par exemple avec la benzine. On peut chercher quelle liaison existe entre les rapports d'achromatisme de dispersion des deux substances pour expliquer l'un ou l'autre effet.

L'appareil peut encore se prêter à la détermination du pouvoir réfringent spécifique ou moléculaire d'un liquide d'une solution ou d'un sel à l'état solide, puis du même échantillon, à l'état dissous : c'est l'emploi que je lui réserve. Même si le sel solide est altérable à l'air, on peut avoir ses constantes optiques dans un milieu liquide qui ne l'attaque pas et le protège de toute action de l'air.

Je tiens, en terminant, à remercier bien sincèrement M. C. Féry, professeur à l'École municipale de physique et de chimie industrielles, des encouragements qu'il m'a donnés.

(1) Pour un prisme solide d'angle A assez petit et un prisme liquide d'angle i'_D ou pour deux solides, de même angle, achromatisés séparément avec des prismes liquides d'angles i_{1D} et i_{2D} , c'est le rapport des angles qui donne le rapport d'achromatisme.

PROCEEDINGS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON;

T. LXXXII, 1909 (*suite*).

J.-A. GRAY. — Liberation of helium from radio-active minerals by grinding (Libération de l'hélium des minéraux radio-actifs par le broyage). — P. 301-306.

Voici les conclusions de ce mémoire :

1° L'hélium est libéré de la thorianite dans une proportion de 28 0/0;

2° Plus le minerai est broyé finement, plus il y a d'hélium libéré;

3° Ce dégagement a une limite temporaire quand le minerai est réduit à une dimension d'environ 3 μ ;

4° Il est impossible de dire à quel état les 72 0/0 d'hélium restant sont contenus dans le minerai et à quelle dimension au-dessous de μ il faudrait réduire ce minerai pour dégager tout l'hélium.

J. DE GRAAFF HUNTER. — An apparatus for measurement of the defining power of objective (Appareil pour la mesure du pouvoir définissant des objectifs). — P. 307-314.

Description d'un appareil destiné à obtenir une évaluation numérique du pouvoir de définition dans l'image donnée par un système optique. Cet appareil a été également employé pour déterminer la distribution de l'intensité, modifiée par la diffraction, dans les images obtenues à travers une petite ouverture circulaire. Les résultats obtenus concordent avec la théorie usuelle.

J.-H. SHAXBY. — On the graphical determination of Fresnel's integrals (Sur la détermination graphique des intégrales de Fresnel). — P. 331-335.

L'auteur applique la règle de Simpson aux valeurs calculées de $\cos \frac{\pi x^2}{2}$ (ou de $\sin \frac{\pi x^2}{2}$) pour un nombre suffisant de valeurs de x .

H.-T. BARNES et A.-N. SHAW. — A phenomenon connected with the discharge of electricity from pointed conductors (Phénomène en relation avec la décharge de l'électricité par des conducteurs en pointe). — P. 336-350.

M. Zeleny⁽¹⁾ a constaté au microscope que les pointes d'aiguille

(1) *Phys. Rev.*, t. XXV, p. 305 (1907), et t. XXVI, p. 448 (1908); — et *J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII, p. 54 et 696; 1909.

d'acier, après s'être déchargées comme anodes, sont recouvertes d'un dépôt irrégulier, ressemblant à de la rouille. Lorsqu'elles ont servi de cathodes, le dépôt est beaucoup moindre.

Les auteurs ont étudié en détail ce phénomène pour l'acier et d'autres métaux. Ils ont observé quatre formes caractéristiques de dépôt : un dépôt granulaire, un dépôt tubulaire, une formation lisse et une formation en pellicule mince.

La seconde forme est la plus intéressante : elle consiste en un tube d'oxyde croissant autour d'une minuscule goutte d'eau ou peut-être d'eau oxygénée. Ces tubes s'allongent sous le microscope lorsqu'on insuffle de l'air humide.

Le dépôt granulaire semble consister en tubes brisés.

La formation d'une pellicule mince ne se produit qu'avec les métaux les moins oxydables. Ces dépôts dépendent de la présence de la vapeur d'eau dans la chambre de décharge ; ils ne se produisent pas dans l'air absolument sec.

J.-A. CROWTHER. — On the effect of temperature on ionisation (Sur l'effet de la température sur l'ionisation). — P. 351-357.

L'ionisation produite par les rayons X a été mesurée dans l'air à la température de l'air liquide et dans le bromure d'éthyle et l'iode de méthyle à des températures allant jusqu'à 184° C. Dans chaque cas, la quantité d'ionisation produite fut indépendante de la température du gaz, si la densité du gaz reste constante.

R.-D. KLEEMAN. — The ionisation in various gases by secondary γ rays (Ionisation dans différents gaz par les rayons γ secondaires). — P. 358-377.

L'auteur a trouvé que l'ionisation des gaz dont les molécules consistent en atomes d'hydrogène, de carbone, d'azote, d'oxygène, de soufre et de chlore, à l'exception de H^2 , est la même que celle qu'on obtient avec les rayons γ primaires. Par contre, les rayons secondaires produisent une quantité d'ionisation beaucoup plus grande que les rayons primaires dans les gaz dont les molécules contiennent des atomes de poids atomique plus élevé que celui du chlore. L'ionisation de H^2 est anormale ; elle est plus faible pour les rayons secondaires que pour les rayons primaires.

J.-N. COLLIE. — Note on a curious property of neon (Note sur une propriété curieuse du néon). — P. 378-380.

En agitant un tube contenant du mercure et du néon, l'auteur a constaté que ce gaz luit avec une belle couleur rouge ; après un certain temps d'agitation, la lueur devient très faible, mais on peut la restaurer en faisant passer dans le tube la décharge d'une bobine d'induction. Une trop forte décharge détruit complètement la lueur.

Le chauffage des tubes ne détruit pas cet effet ; il le restaure, au contraire, dans les tubes qui l'ont perdu par suite d'une trop forte décharge.

La moindre trace d'humidité empêche complètement la lueur.

J.-E. REYNOLDS. — Note on the results of cooling of certain hydrated platinum-cyanides in liquid air (Note sur les résultats du refroidissement dans l'air liquide de certains platino-cyanures hydratés). — P. 380-383.

En refroidissant dans l'air liquide des cristaux verts de platino-cyanure de lithium $\text{Li}^2\text{PtCy}^4, 5\text{H}^2\text{O}$, ils prennent une teinte plus pâle et reprennent leur couleur à la température ordinaire.

Dans les mêmes conditions, l'hydrate $\text{Li}^2\text{PtCy}^4, 3\text{H}^2\text{O}$, presque incolore à la température ordinaire, devient rouge intense dans l'air liquide par perte d'une molécule d'eau qu'il reprend en se réchauffant et reformant le trihydrate.

Si le refroidissement a été très rapide, le trihydrate passe à l'état de monohydrate jaune, qui revient au trihydrate par absorption d'eau. Mais, en présence de certains sels neutres, cette réhydratation est empêchée et le sel jaune peut persister à la température ordinaire.

A. MALLOCH. — Utilisation of energy stored in springs for the production of mechanical work (Utilisation de l'énergie dans les ressorts pour la production de travail mécanique). — P. 387-389.

La « valeur dynamique » d'une substance est le travail élastique qui peut y être emmagasiné, divisé par sa masse. La valeur dynamique du caoutchouc est plus de dix fois plus grande que celle de toutes les autres substances connues. Dans certains cas, le caoutchouc peut être employé avec avantage comme source de puissance motrice.

L'auteur s'est proposé, dans cette note, de montrer de quelle manière l'énergie emmagasinée dans le caoutchouc déformé pouvait être utilisée le plus complètement et de manière à produire un travail à vitesse constante.

H.-T. BARNES. — The absolute value of the mechanical equivalent of heat in terms of the international electrical units (Valeur absolue de l'équivalent mécanique de la chaleur en fonction des unités électriques internationales). — P. 390-395.

Les étalons Latimer Clark employés par l'auteur dans ses premières déterminations (1) de l'équivalent mécanique de la chaleur étaient préparés d'après d'anciennes méthodes. Actuellement, ces étalons sont préparés autrement, et il existe, entre les étalons nouveaux et les étalons anciens, une différence qui, d'après Wolff et Waters (2) peut atteindre 0,3 millivolt.

Si l'on prend 1,4330 volt international à 15° C., comme représentant les étalons modernes, la force électromotrice des modèles anciens est 1,433 volt. Les mesures de l'auteur, relatives à l'équivalent mécanique de la chaleur à diverses températures, ont été calculées en prenant 1,4342 volt international pour la force électromotrice de l'étalon Clark à 15° C. En refaisant le calcul sur la nouvelle base, l'auteur trouve que la calorie moyenne vaut 4,1849 joules.

Cette valeur s'accorde avec la moyenne déterminée directement par Reynolds et Moorby, qui est, entre 0° et 100° C. : 4,1836 joules. La valeur moyenne trouvée par Rowland entre 5° et 35° C. est 4,185 joules. La valeur trouvée par l'auteur entre les mêmes limites est 4,1826 joules.

En résumé, en supposant la variation de la chaleur spécifique de l'eau correctement déterminée, la force électromotrice de la pile Clark égale à 1,4330 volt international donne, pour l'équivalent mécanique de la chaleur déterminé électriquement, un excellent accord avec la même constante mesurée mécaniquement.

(1) *Philos. Trans.*, A., t. CXCIX, p. 149; 1902 et *J. de Phys.*, 4^e série, t. I, p. 397; 1902.

(2) *Bull. Bureau of Standards*, t. IV, p. 64 (1907).

H.-C. GREENWOOD. — An approximative determination of the boiling points of metals (Détermination approximative des points d'ébullition des métaux). — P. 396-408.

L'auteur a construit un appareil permettant de mesurer directement les températures d'ébullition, sous la pression atmosphérique, d'un grand nombre de métaux. Le chauffage était produit électriquement. Le métal, lorsqu'il n'est pas attaqué par le carbone, est renfermé dans un creuset de graphite à parois minces, et la température est évaluée au moyen d'un pyromètre optique de Wanner calibré au moyen des points de fusion du platine, du rhodium et de l'iridium.

Voici les résultats obtenus, qui ne peuvent être regardés que comme approchés :

Aluminium.....	1 800°	Plomb.....	1 525°
Antimoine.....	1 440°	Magnésium....	1 120°
Bismuth.....	1 420°	Manganèse....	1 900°
Chrome.....	2 200°	Argent.....	1 955°
Cuivre.....	2 310°	Etain.....	2 270°
Fer.....	2 450°		

H.-A. WILSON. — On electrostatic induction through solid insulators (Induction électrostatique à travers des isolants solides). — P. 409-421.

L'auteur a étudié la variation de la capacité de condensateurs à diélectriques solides avec la différence de potentiel et le temps de charge.

Il a montré que la capacité C pour une différence de potentiel constante V est donnée très approximativement par la formule :

$$C = C_0 [1 + B \log(1 + pt)],$$

dans laquelle C_0 est la valeur initiale de la capacité, t le temps de charge, B et p des constantes.

L'auteur donne les valeurs de B et de p pour l'ébonite à diverses températures, la paraffine et le soufre.

Il semble que la constante B soit indépendante de la température.

W.-M. THORNTON. — The measurement of dielectric constants by the oscillations of ellipsoids and cylinders in a field of force (Mesure des constantes diélectriques par les oscillations d'ellipsoïdes et de cylindres dans un champ de force). — P. 422-447.

La méthode consiste à suspendre par une fibre de quartz, dans un champ de force alternatif, des ellipsoïdes ou des cylindres de la substance à essayer. Après avoir déterminé les constantes élastiques de la suspension, on fait agir une différence de potentiel alternative de fréquence 80 environ, et l'on détermine la nouvelle période d'oscillation. Connaissant les dimensions du corps, on en déduit la constante diélectrique.

Voici le tableau complet des résultats ainsi obtenus :

Substances	K	Déterminations antérieures
Quartz parallèle	4,600	Curie : 4,55 ; Romich et Novak : 4,6
Quartz perpendiculaire..	4,5485	Curie : 4,49 ; Romich et Novak : 4,6
Quartz fondu	3,78	
Flint-glass :		
$\Delta = 4,65$	10,64	Hopkinson : 10,65
$\Delta = 4,12$	8,52	— 8,53
$\Delta = 3,30$	6,98	— 6,82
Paraffine	2,326	Boltzmann : 2,32 ; Hopkinson : 1,94
Cire d'abeilles	4,75	Cavendish : 3,67
Gomme laque	2,49	Winkelmann : 3,04 ; Wüllner : 2,95 à 2,73
Cire à cacheter	{ 4,56 5,2	Lupton : 4,3
Gutta-percha	4,43	Lupton : 2,5 à 4,2
Composé de Chatterton.	3,98	
Ebonite	2,79	Winkelmann : 2,72 ; Ferry : 2,55
Ambre	2,80	
Ivoire	6,90	
Baume de Canada	2,72	
Résine	3,09	Lombardi : 3
Caoutchouc	3,08	
Soufre	4,03	Curie : 4 ; Boltzmann : 3,90
Huile d'olive	3,16	Hopkinson : 3,16
Huile de paraffine lourde		
$\Delta = 0,885$	2,55	
Eau	∞	75 à 80

H.-V. GILL. — On a new kind of glow from palladium in vacuum tubes (Sur une nouvelle espèce de lueur provenant du palladium dans les tubes à vide). — P. 464-476.

Une lame de palladium, couverte ou non de noir de palladium, est chauffée au blanc dans l'air à une pression de 0^{mm},15 de mercure. On aperçoit une lueur bleu pourpre entourant le métal chaud et séparée de lui par un espace sombre dont l'épaisseur varie avec la température de la lame. A une température plus élevée, la lueur disparaît ; elle reparait par refroidissement.

La présence de cette lueur dépend d'une réaction entre les gaz introduits dans le tube à vide par le chauffage du palladium et les particules désagrégées de ce métal. La présence de vapeur d'eau est nécessaire.

D'autre part, le spectre de la lueur présente certaines coïncidences avec celui de l'oxyde de carbone.

Les champs magnétiques et électriques n'ont aucune action sur cette lueur. L'auteur attribue la cause de cette lueur à une union de l'oxyde de carbone avec l'oxygène sous l'influence du palladium chargé d'hydrogène en présence de vapeur d'eau.

W.-J. HARRISON. — The decay of surface waves procured by a superposed layer of viscous fluid (Diminution des ondes superficielles produites par la superposition d'une couche de fluide visqueux). — P. 477-483.

L'auteur traite par le calcul l'effet d'une mince couche de liquide visqueux sur la diminution des ondes superficielles. Il applique le calcul au cas d'une mince couche de glycérine placée à la surface du mercure. Ce cas se présente dans les expériences de M. Wood ⁽¹⁾ qui emploie un paraboloïde de mercure comme miroir de télescope.

L. BAIRSTOW. — The elastic limits of iron and steel under cyclical variations of stress (Limites élastiques du fer et de l'acier sous l'influence de variations cycliques de tension). — P. 483-485.

L'auteur a constaté que le fer et l'acier peuvent être amenés à se

(¹) *Astrophys. Journ.*, t. XXIX, n° 2.

rompre par l'application répétée d'un cycle de tensions, dans lequel la tension maximum est beaucoup moindre que la tension de rupture statique.

'H. GEIGER. — The ionisation produced by an α particle. Part I
(L'ionisation produite par une particule α . — 1^{re} partie). — P. 486-495.

L'auteur s'est proposé de déterminer le nombre d'ions produits par une particule α lorsqu'elle est complètement absorbée par l'air. Le principe de la méthode employée est le suivant : l'ionisation due à toutes les particules α expulsées par une quantité connue de radium C est mesurée à une basse pression, en permettant seulement à une portion finie de la trajectoire de chaque particule α d'être effective. Le rapport de l'ionisation produite dans cette faible portion de trajectoire à l'ionisation produite le long de la trajectoire entière est alors déterminé par une seconde expérience.

M. Geiger a trouvé que le nombre d'ions produits dans l'air par une particule α de radium C pendant tout son parcours est égal à $2,37 \times 10^5$. Puisque les particules α de produits radio-actifs différents ne diffèrent que par leur vitesse initiale, il est possible, à l'aide de la courbe d'ionisation du radium C, de calculer le nombre d'ions produits par les autres substances.

H. GEIGER et MARSDEN. — On a diffuse reflection of the α particles
(Sur une réflexion diffuse des particules α). — P. 495-500.

Lorsque des particules α tombent sur une plaque, on observe une réflexion diffuse. On peut compter le nombre des particules réfléchies d'après les scintillations produites sur un écran au sulfure de zinc.

Les auteurs trouvent que l'effet varie avec la nature du métal réfléchissant et qu'il est sensiblement proportionnel au poids atomique du métal.

En employant, comme réflecteur, des quantités différentes de minces feuilles d'or, on trouve que la réflexion est un effet de volume; elle est, par conséquent, semblable à la réflexion des particules β . En prenant comme source une quantité déterminée de radium C et employant une lame de platine comme réflecteur, on trouve que, sur le

total des particules α incidentes, il y en a environ une pour 8.000 qui subit la réflexion.

E.-M. WELLISCH. — The passage of electricity through gaseous mixtures (Passage de l'électricité à travers les mélanges gazeux). — P. 500-517.

L'auteur a employé une méthode dérivée de celle de Langevin pour rechercher si les ions positifs produits par les rayons X dans un mélange de deux gaz, ou d'une vapeur et d'un gaz, ont des mobilités distinctes.

Les résultats ne permettent pas de supposer qu'il existe une différence dans ces mobilités. Les mobilités ioniques dans l'air diminuent d'une façon sensible par l'addition d'une petite quantité de vapeurs d'alcool ou d'acétone, mais non par l'addition de vapeurs plus lourdes d'iodure de méthyle ou d'éthyle.

Les expériences sur les mobilités ioniques dans les mélanges d'un gaz et d'une vapeur, les ions étant formés aux dépens de la vapeur seule, montrent qu'il y a, au moins au début, un transport de la charge (positive et négative) de la molécule de vapeur à la molécule de gaz.

R. ROSSI. — The effect of pressure on the band spectra of the fluorides of the metals of the alkaline earths (Effet de la pression sur les spectres de bandes des fluorures des métaux alcalino-terreux). — P. 518-523.

M. Dufour⁽¹⁾ a prouvé que le spectre de bandes des fluorures des métaux alcalino-terreux présente un effet Zeeman marqué. Il était intéressant de rechercher si ces bandes particulières seraient aussi déplacées par la pression, car il est reconnu que les bandes de cyanogène qui, comme la plupart des bandes, ne présentent pas d'effet Zeeman, ne sont pas déplacées par la pression. L'auteur a employé le grand spectrographe à réseau concave de 2 pieds 1/2 du Laboratoire de Physique de l'Université de Manchester et a trouvé que les bandes des fluorures de calcium, baryum et strontium, sont déplacées par la pression. L'ordre de grandeur du déplacement est à peu près le même que pour les spectres de raies. Les composantes en lesquelles les bandes sont résolues sont élargies par la pression, et la relation

(1) C. R., t. CXLVI, p. 118 et 229 ; 1908.

linéaire entre la pression et le déplacement, découverte par de précédents observateurs sur les spectres de raies, semble exister aussi pour ces bandes. Il ne semble pas qu'il y ait une relation évidente entre les grandeurs de l'effet Zeeman et de l'effet de déplacement dû à la pression dans le cas de ces bandes.

N. LOCKYER, F.-E. BAXANDALL et C.-P. BUTLER. — On the origin of certain lines in the spectrum of ϵ Orionis (Altainam) (Sur l'origine de certaines raies dans le spectre de ϵ d'Orion (Altainam)). — P. 532-546.

Le spectre de ϵ d'Orion renferme quatre raies d'origine inconnue : 4097, 4379,8 et un doublet 4647,7 — 4650,8. Les auteurs montrent que les deux premières appartiennent au spectre de l'azote et que le doublet fait partie du spectre du carbone.

J.-H. POYNTING. — On pressure perpendicular to the shear planes in finite pure shears, and on the lengthening of loaded wires when twisted (Sur la pression perpendiculaire aux plans de cisaillement dans les cisaillements purs finis et sur l'allongement de fils chargés quand ils sont tordus). — P. 546-559.

L'auteur a étudié antérieurement ⁽¹⁾ les tensions dans un cisaillement pur et montré que si ϵ est l'angle de cisaillement et n la rigidité, il existe une pression $n\epsilon^2$ perpendiculaire aux plans de cisaillement. Cette analyse est fautive en ce que les diagonales du rhombe dans lequel un carré est cisailé ne sont pas les lignes de plus grande élancement ou contraction et ne sont pas à angle droit après le cisaillement, quand on tient compte des quantités du second ordre, c'est-à-dire de l'ordre de ϵ^2 .

L'auteur donne une nouvelle analyse plus correcte et, bien qu'elle ne conduise pas à un résultat définitif, elle laisse ouverte la question de l'existence d'une pression longitudinale. Cette question paraît être résolue affirmativement par quelques expériences décrites dans le mémoire et dans lesquelles des fils chargés s'allongent, quand on les tord, d'une petite quantité proportionnelle à la torsion.

(1) *Philos. Mag.*, t. IX, p. 397.

J.-H. POYNTING. — The wave motion of a revolving shaft, and a suggestion as to the angular momentum in a beam of circularly polarised light (Le mouvement ondulatoire d'un arbre en rotation et rapprochement avec le moment angulaire dans un faisceau de lumière polarisée circulairement). — P. 560-567.

L'auteur étudie le mouvement ondulatoire d'un arbre de section circulaire animé d'un mouvement de rotation uniforme et considère cet arbre comme un modèle mécanique d'un faisceau de lumière polarisée circulairement. Il n'a pu vérifier expérimentalement les conséquences qu'il déduit de cette analogie.

J.-H. ANDREW et C.-A. EDWARDS. — The liquidus curves of the ternary system : aluminium, copper, tin (Les courbes du liquidus du système ternaire : aluminium, cuivre, étain). — P. 568-579.

L'objet de ce mémoire est de jeter quelque lumière sur les propriétés peu connues des alliages ternaires et incidemment sur l'effet des impuretés sur les alliages binaires. Le degré de pureté des métaux était le suivant :

Aluminium : 99,57 0/0 ; Cuivre : 99,98 0/0 ; Etain : 99,98 0/0.

Plus de 400 déterminations de points de fusion et de solidification ont été faites. Le caractère des courbes du liquidus indique qu'aucun composé ternaire bien défini n'est déposé d'un quelconque des alliages liquides. L'affinité de l'étain pour l'aluminium ou le cuivre n'est pas suffisante pour surmonter l'affinité de ces deux derniers l'un pour l'autre.

En conséquence, les courbes des points de fusion des alliages contenant un pourcentage constant d'étain offrent une grande ressemblance avec la courbe du liquidus des alliages aluminium, cuivre ; l'étain est insoluble dans le plus grand nombre des alliages.

B.-D. STEELE et K. GRANT. — Sensitive micro-balances and a new method of weighing minute quantities (Micro-balances sensibles et méthode nouvelle de pesée des petites quantités). — P. 580-594.

Les auteurs décrivent deux nouveaux types de micro-balances :
1° Une balance destinée à la mesure de petites variations dans le

poids d'une substance et sensible à $\frac{1}{250.000}$ de milligramme; 2° une balance pour la détermination du poids absolu d'une masse ne dépassant pas 1 décigramme avec une approximation de $\frac{1}{10.000}$ de milligramme.

Le fléau, dont le poids ne dépasse pas 5 décigrammes, est constitué par des barreaux de quartz fondu de 0^{mm},6 de diamètre; les tranchants des couteaux ordinaires sont remplacés par des paires de pointes très fines taillées à l'extrémité des barreaux de quartz; la paire centrale repose sur un plan poli de cristal de quartz; le pointeur ordinaire est remplacé par un petit miroir concave fixé sur l'axe central.

La méthode de pesée est tout à fait nouvelle. On emploie comme contrepoids un tube de quartz de volume exactement connu rempli d'air à une pression connue. La balance est placée dans une cage où l'on peut faire le vide. En faisant varier la pression dans cette cage, le poids de l'air contenu dans le tube varie de zéro (à la pression ordinaire) à son poids maximum (pour une pression nulle).

H.-A. WILSON. — The effect of a magnetic field on the electrical conductivity of flame (Effet d'un champ magnétique sur la conductibilité électrique des flammes). — P. 595-599.

Un courant électrique horizontal traverse la flamme d'une lampe Bunsen: le champ magnétique est également horizontal, mais perpendiculaire au courant. On a pris comme mesure de la résistance le rapport du gradient de potentiel dans la flamme au courant. Les résultats indiquent que :

$$\frac{\delta R}{R} = AH^2 + BH,$$

H désignant le champ magnétique, R la résistance, A et B deux constantes. La vitesse des ions négatifs peut être calculée d'après le terme AH^2 . On trouve 9 600 $\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ pour 1 volt par centimètre. Ce résultat concorde avec celui que M. Gold (1) a obtenu par une méthode différente.

(1) *Proceed. of the Roy. Soc., A.*, t. LXXIX, p. 43, et *J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII, p. 452; 1909.

Le terme BH est probablement dû au mouvement vers le haut des gaz de la flamme; mais sa valeur est environ cinquante fois plus grande que la valeur calculée d'après la théorie ionique.

R.-A. HOUSTON. — On the mechanism of the absorption spectra of solutions (Sur le mécanisme des spectres d'absorption des solutions). → P. 606-611.

Dans la théorie des électrons, la couleur des corps peut s'expliquer de trois façons, dont deux seulement permettent de prévoir l'existence de spectres d'absorption en solution. L'auteur étudie l'une d'elles, d'après laquelle les corps sont homogènes et les électrons qu'ils renferment exécutent des vibrations autour de leurs positions moyennes dans les molécules. Une bande d'absorption correspond alors à une oscillation principale de la molécule ou de tout autre système dont le spectre d'absorption est caractéristique. Traitant la question mathématiquement, l'auteur arrive à la relation :

$$\frac{pe}{m} = 1,300 \frac{\sqrt{K} (\lambda_1 - \lambda_0)}{c \lambda_0^3},$$

où p désigne le nombre d'électrons par molécule de matière colorante appartenant à la bande d'absorption considérée, e leur charge en unités électrostatiques, m leur masse, c la concentration de la solution en molécules-gramme par litre, λ_1 et λ_0 les longueurs d'onde des bords de la bande.

L'auteur a déterminé la valeur $\frac{pe}{m}$ pour un certain nombre de solutions, d'après les observations de bandes d'absorption faites par divers auteurs; voici quelques-uns des résultats obtenus :

	λ_0	λ_1	$\frac{pe}{m}$
Fuchsine dans l'alcool.....	550	585	$1,8 \cdot 10^7$
— l'aniline.....	565	595	$1,7 \cdot 10^7$
Phloxine dans l'eau.....	515	560	$1,4 \cdot 10^7$
Bleu de méthylène dans l'eau ..	665	690	$5,4 \cdot 10^6$
— l'aniline.	675	690	$7,7 \cdot 10^6$
Eosine dans l'eau.....	516	525	$9,2 \cdot 10^6$
— l'alcool.....	527	542	$2,3 \cdot 10^7$
Cyanine dans l'alcool.....	587	609	$5,8 \cdot 10^6$
— l'éther.....	597	628	$6,9 \cdot 10^4$
Chlorure de cobalt dans l'eau.	504	540	$2,5 \cdot 10^3$

Les valeurs de $\frac{pe}{m}$ obtenues pour les matières colorantes dérivées de l'aniline dissoutes dans l'eau, l'alcool ou le chloroforme, sont très frappantes ; le rapport de la charge à la masse de l'électron étant voisin de $1,8.10^7$, on se trouve évidemment ici en présence d'électrons.

Quand le solvant est l'éther ou la benzine, les valeurs de $\frac{pe}{m}$ sont beaucoup plus basses ; le colorant est peut-être alors en solution colloïdale.

Les valeurs obtenues pour les sels inorganiques suggèrent l'existence d'ions.

W. WILSON. — On the absorption of homogeneous β rays by matter, and on the variation of the absorption of the rays with velocity (Sur l'absorption des rayons β homogènes par la matière et sur la variation de l'absorption des rayons avec la vitesse). — P. 612-628.

On fait passer un faisceau de rayons du radium dans un champ magnétique au moyen duquel des rayons sensiblement homogènes peuvent être dirigés dans un électroscope. La vitesse des rayons peut être déduite de l'intensité du champ magnétique. Les résultats obtenus sont les suivants :

1° L'absorption par la matière des rayons β homogènes n'a pas lieu suivant une loi exponentielle quand elle est mesurée par l'ionisation, mais suivant une loi qui est pratiquement linéaire ;

2° Les rayons émis par des substances comme l'uranium X, le radium E et l'actinium sont hétérogènes, et l'on peut réunir des groupes de rayons qui représentent les propriétés de ces rayons pour ce qui est relatif à l'absorption ;

3° La vitesse des rayons β diminue par le passage à travers la matière ;

4° La variation de l'absorption des rayons β avec la vitesse a été déterminée expérimentalement, mais ne paraît suivre aucune loi simple.

RENÉ PAILLOT.

TRAVAUX NÉERLANDAIS

H.-A. LORENTZ. — La liquéfaction de l'hélium. — *Archives Néerlandaises*, 2^e série, t. XIII, p. 492.

Exposé magistral du développement de deux questions intimement unies dans l'histoire de la science : la liquéfaction des gaz et la continuité des états liquide et gazeux, questions personnifiées dans le professeur K. Onnes, de Leyde, et le professeur J.-D. Van der Waals, d'Amsterdam, dont le dernier vient de prendre sa retraite, tandis que le premier a récemment liquéfié l'hélium.

H. KAMERLINGH ONNES. — La liquéfaction de l'hélium. — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n^o 108, et *Archives Néerlandaises*, 2^e série, t. XIII, p. 289.

L'hélium a été liquéfié par la méthode du cycle. Imaginons une canalisation rigoureusement étanche contenant un gaz rigoureusement pur et dans la canalisation fermée sur elle-même une pompe, aspirante d'un côté, foulante de l'autre, construite de façon à n'apporter au gaz qui remplit la canalisation aucune impureté. Le gaz, comprimé à 75 atmosphères par exemple, et refroidi à la température de l'hydrogène solide (-259°), se détend à travers un robinet, puis est de nouveau aspiré, comprimé et refroidi, etc. Pour que l'appareil réalise la liquéfaction statique du gaz expérimenté, plusieurs conditions sont nécessaires. Il faut d'abord que le point d'inversion de l'effet Joule-Kelvin pour les petites densités soit supérieur au point de fusion de l'hydrogène, sans quoi la détente du gaz comprimé pourrait donner lieu à un réchauffement. Il faut en outre que l'on soit suffisamment au-dessous du point d'inversion précédent pour que la détente donne un refroidissement sensible quel'on puisse *accumuler* en faisant en sorte que le gaz comprimé commence sa détente précisément à la température à laquelle celui qui l'a précédé a fini la sienne.

On concevra sans peine que la réussite d'un tel problème ait exigé des études préparatoires de plusieurs années, si l'on se rappelle les échecs de sir J. Dewar et du professeur K. Olzewski dans leurs tentatives de liquéfaction de l'hélium, malgré des détentes du gaz de plus de 100 atmosphères ; le point critique de ce gaz devait donc

être situé excessivement bas ou pouvait même ne pas exister. Il est intéressant de rappeler que sir J. Dewar, se fondant sur la forte absorption de l'hélium par le charbon aux basses températures, avait estimé à environ 8 degrés absolus sa température critique, laquelle était dès lors située nettement plus bas que le point de solidification de l'hydrogène. Même dans ce cas, la méthode de la détente accompagnée de celle de l'accumulation du froid était nécessaire à appliquer pour aboutir.

Or, cette méthode est précisément appliquée dans les appareils que von Linde et Hampson ont employés pour liquéfier l'air et que sir James Dewar a employés pour liquéfier l'hydrogène. Dans ces appareils, la détente se produit à une température *réduite* qui est environ la moitié de la température réduite du point d'inversion de l'effet Joule-Kelvin pour les petites densités ; et il se trouve que la température réduite de cette détente correspond à une température réduite un peu plus basse que le *point de Boyle*, qui est la température à laquelle le produit pv passe par un minimum pour $v = \infty$.

Appliquant à la liquéfaction de l'hélium les idées de correspondance que J.-D. Van der Waals a introduites dans la science, on en déduira que l'hélium pourra être liquéfié d'une façon statique dans un appareil semblable à celui qui permet de liquéfier l'hydrogène, pourvu que la température la plus basse dont on dispose soit inférieure au point de Boyle de l'hélium.

Il fallait donc de toute nécessité déterminer ce dernier point à l'aide des isothermes de l'hélium. Ce n'est qu'en 1907 que l'on réalisa la détermination de celles-ci. Ces isothermes indiquèrent que la température critique de l'hélium devait être comprise entre 5 et 6 degrés absolus ; enfin, l'isotherme de -259° , peu de temps avant la liquéfaction du gaz, confirma que le point de Boyle était effectivement un peu supérieur à cette limite du refroidissement préliminaire ; la liquéfaction statique était donc possible avec les ressources expérimentales du laboratoire cyogène de Leyde.

L'hélium, qui servit pour l'expérience de liquéfaction, fut extrait de la monazite par chauffage, détoné par l'oxygène et refroidi dans l'air liquide. Puis on le fit passer sur de l'oxyde de cuivre et on enleva l'oxygène ainsi que des traces de gaz de même volatilité en le refroidissant dans l'hydrogène liquide. On le comprima ensuite de nouveau et on le fit passer sur du charbon, d'abord à la température de l'air liquide, puis à celle de l'hydrogène liquide ; ces opéra-

tions furent répétées jusqu'à ce que le gaz absorbé par le charbon et recueilli ensuite séparément ne contint plus d'impureté en quantité appréciable.

Pour que l'hélium liquide pût être observé, on le détendait jusqu'au vide (1) dans un tube en verre-vacuum non argenté dont la partie inférieure était protégée contre le réchauffement extérieur par une couche d'hydrogène liquide. Ce nouveau liquide était également contenu dans un verre-vacuum non argenté entouré d'un dispositif analogue contenant de l'air liquide, celui-ci étant protégé contre la chaleur extérieure par un verre contenant de l'alcool qui se renouvelait sans cesse. Ce dispositif s'est montré d'une efficacité parfaite le jour de la liquéfaction de l'hélium ; après cinq heures de fonctionnement, cette partie de l'appareil était encore d'une transparence parfaite et l'on pouvait observer ce qui se passait dans le tube le plus intérieur.

L'hélium fut liquéfié pour la première fois le 10 juillet 1908. La veille de ce jour mémorable, la provision d'air liquide fut augmentée jusqu'à être de 75 litres.

Le 10 juillet, à 5^h 3/4 du matin, on commença à préparer l'hydrogène liquide, dont 20 litres, recueillis dans des verres à vide argentés, étaient prêts à 1^h 30^m. A 1^h 30^m on commença à refroidir les parties devant recevoir l'air liquide, en s'arrangeant pour que, ce liquide introduit, tout fût bien transparent. A 2^h 30^m on commença à refroidir le verre-vacuum devant contenir l'hydrogène liquide ; l'hydrogène liquide fut introduit avec beaucoup de précautions à 3 heures et à 4^h 20^m on commença à transvaser l'hydrogène liquide dans l'éprouvette à vide et dans le réfrigérant du cycle de l'hélium.

En même temps, l'hélium fut mis en circulation à travers le liquéfacteur et la pression sous laquelle l'hydrogène s'évaporait fut abaissée graduellement jusqu'à 6 centimètres de mercure, où elle resta à partir de 5^h 20^m. Entre temps, la pression de l'hélium fut élevée lentement et, de 5^h 35^m à 6^h 35^m, elle monta de 80 atmosphères à 100 atmosphères.

L'abaissement du thermomètre à hélium qui indiquait la tempé-

(1) On ne devait pas considérer comme impossible que l'hélium eût une pression critique inférieure à 1 atmosphère. Si tel avait été le cas, des expériences dans lesquelles la détente n'eût été poussée que jusqu'à la pression atmosphérique n'auraient pas pu décider de la possibilité de liquéfier l'hélium, si la conclusion d'Olzewski que la température critique était supérieure à 2 degrés absolus s'était trouvée vérifiée.

rature au-dessous du robinet de détente fut très lent jusqu'à 6^h35^m, où une détente plus forte fit baisser la température au-dessous de celle de l'hydrogène. Dans les détentes suivantes, de plus en plus rapides, on observa chaque fois des tendances de la température à s'abaisser, surtout lorsque la pression n'était pas trop élevée. A un certain moment, on évaluait la température à 6 degrés absolus. Lorsque la dernière bouteille d'hydrogène liquide fut reliée à l'appareil, on constata seulement un peu d'agitation dans le voisinage du robinet de détente ; cependant la température, après quelques relèvements provenant de ce que la pression avait été portée trop haut, s'était abaissée légèrement au-dessous de 5 degrés absolus et commença à se maintenir constante d'une façon remarquable. C'était comme si le thermomètre était plongé dans un liquide. Le professeur Schreinemakers, qui assistait à cette partie de l'expérience, le remarqua. Tel était en effet le cas, la première apparition du liquide avait échappé absolument à l'attention des expérimentateurs, ainsi qu'on l'avait prévu.

La surface liquide fut rendue très nette en y faisant réfléchir de la lumière venant par-dessous, et il n'y avait pas à s'y tromper, car on la voyait parfaitement traversée par les deux fils de l'aiguille thermoélectrique.

Il était alors 7^h30^m. Une fois la surface aperçue, elle ne fut plus perdue de vue. Elle se dessinait contre la paroi de verre, fine comme le tranchant d'un couteau ; le liquide présentait l'aspect d'un corps qui est presque à la température critique, comme le professeur Kuenen qui était présent le remarqua.

La liquéfaction étant bien constatée, on arrêta la circulation de l'hélium en essayant si l'hélium pourrait se solidifier par évaporation sous pression réduite. A 8^h30^m le liquide était réduit par évaporation de 60 centimètres cubes à 10 centimètres cubes. La pression était inférieure à 1 centimètre de mercure ; la solidification ne se produisit pas. A 9^h40^m il ne restait plus que 2 centimètres cubes de liquide et l'expérience fut arrêtée.

Propriétés de l'hélium. — Le point d'ébullition de l'hélium liquide donné par le thermomètre à hélium est de 4,3 degrés absolus. Cette température devra être corrigée à l'aide de l'équation d'état de l'hélium pour être ramenée à l'échelle absolue ; le point d'ébullition normale sera alors probablement 4,5 degrés absolus.

La pression au triple point est inférieure à 1 centimètre de mer-

cure ; d'après les états correspondants, la température correspondant à la pression de 1 centimètre est d'environ 3 degrés absolus et cependant le liquide est encore parfaitement mobile.

L'hélium liquide a une très faible densité, savoir 0,15 ; elle conduit à une valeur de b qui est provisoirement de 0,0007 : celle-ci fournit immédiatement pour la pression critique une valeur probablement voisine de 2 ou 3 atmosphères.

Au point d'ébullition normal, le rapport de la densité de la vapeur à celle du liquide est d'environ $\frac{1}{11}$; ce qui indiquerait une température critique à peine supérieure à 5 degrés absolus et une pression critique un peu plus forte que 2,3 atmosphères.

Enfin, la valeur provisoire du coefficient de pression a est 0,00005 ; c'est la plus petite des valeurs de a relatives aux différents corps, plus faible en particulier que celle de l'hydrogène, qu'on a pu croire longtemps nulle.

J.-D. VAN DER WAALS. — Contributions à la théorie des mélanges binaires. *Archives Néerlandaises*, t. XIV, pp. 181 et 389.

Dans ce long travail, particulièrement difficile à analyser, l'illustre savant traite un certain nombre de points particuliers, qui constituent les chapitres du mémoire.

Il est revenu sur la questions de la relation qui peut exister entre les quantités a_{12} , α_1 , a_2 , qui interviennent dans la théorie d'un mélange binaire. Il a, en effet, tracé à diverses reprises l'allure des courbes thermodynamiques dans le cas où un système binaire présente un minimum de température critique, c'est-à-dire où la grandeur $\frac{a_x}{b_x}$ passe par un minimum pour une certaine valeur de x . On peut considérer comme connues, dans ce cas, l'allure des isobares ainsi que des courbes $\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_v = 0$ et $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_x = 0$. L'expérience a d'ailleurs appris que l'allure prévue par la théorie est exacte, qualitativement du moins. Le professeur Van der Waals montre que l'allure de ces courbes, dans le cas en question, ne s'accorde pas avec l'hypothèse : $a_{12}^2 = a_1 a_2$. Il indique, chemin faisant, les considérations théoriques qui s'opposent à l'adoption de cette relation qui, si elle était exacte, simplifierait considérablement l'équation de la courbe spinodale d'un mélange binaire.

Les autres chapitres du mémoire sont consacrés à la rencontre des courbes $\frac{\partial^2 p}{\partial v \partial x} = 0$ et $\frac{\partial p}{\partial v} = 0$, des courbes $\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_v = 0$ et $\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}\right)_v = 0$ et des courbes $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0$ et $\frac{\partial^2 \psi}{\partial v^2} = 0$.

SCHREINEMAKERS. — Equilibres dans les systèmes quaternaires.

Archives Néerlandaises, 2^e série, t. XIV, pp. 354 et 478.

Dans la première partie du travail, l'auteur examine théoriquement quelques cas simples d'équilibre dans les systèmes quaternaires. Dans le premier chapitre, on suppose que les composantes seules existent comme phase solide et on passe en revue les trois sous-cas d'un solide et trois solvants, de deux solides et deux solvants, de trois solides et d'un solvant. Dans le deuxième chapitre, on admet l'existence de combinaisons binaires et on considère le cas où il y a une, ou deux ou plusieurs de ces combinaisons. Enfin l'auteur dit un mot de l'influence d'une variation de température ou de pression, les chapitres précédents supposant que l'étude est faite à une température déterminée, sous la pression atmosphérique supposée constante.

Dans la seconde partie du mémoire, faite en collaboration avec M^{lle} de Baat, les auteurs ont étudié, à la température fixe de 30°, un cas simple dans lequel il ne se présente que trois phases solides, savoir NaCl, BaCl, BaCl², 2H²O et CuCl², 2H²O. Ils ont d'abord étudié les quatre systèmes ternaires :

eau — chlorure de sodium — chlorure cuivrique ;
 eau — chlorure de sodium — chlorure de baryum ;
 eau — chlorure de baryum — chlorure cuivrique ;
 chlorure de sodium — chlorure de baryum — chlorure cuivrique,

puis le système quaternaire dont l'étude est rendue très simple par le fait qu'il ne se forme pas de sel double dans les conditions où l'on opère.

Les auteurs ont ensuite étudié deux systèmes quaternaires présentant des sels doubles et présentant par suite des circonstances plus compliquées, à propos desquelles le professeur Schreinemakers a exécuté une méthode graphique de résolutions des diverses questions qui se présentent dans l'étude des équilibres quaternaires.

H. KAMERLINGH ONNES. — Isotherms of monoatomic gases and their binary mixtures : III. Data concerning neon and helium (Isothermes des gaz monoatomiques et de leurs mélanges binaires : III. Données concernant le néon et l'hélium). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 112.

Le professeur Kamerlingh Onnes, à l'aide de néon extrait de l'air par distillation fractionnée (méthode de G. Claude), puis convenablement purifié, a déterminé la pression du triple point : pour cela il a solidifié partiellement le néon à l'aide de l'hydrogène liquide ; la pression qui règne lorsque les phases solide, liquide et gazeuse sont en équilibre est estimée à 35 centimètres de mercure.

La pression critique du néon a été déterminée en faisant apparaître et disparaître le ménisque dans la région médiane du volume occupée par le fluide : on a trouvé 29 atmosphères.

On peut reconnaître le néon à la propriété caractéristique suivante : supposons le gaz collecté dans la pompe à mercure de Töpler : toutes les fois que le mercure tombe du réservoir de la pompe dans le tube inférieur, le ménisque au contact du verre se montre entouré d'un étroit anneau lumineux orangé.

En recommençant l'expérience de la liquéfaction de l'hélium, le professeur K. Onnes a pu abaisser la température de l'hélium liquide au point que la pression n'était plus que de 2^{mm},2 de mercure, sans que la solidification apparût ; la température était alors de 2°,5 absolus ou 2,5 Kelvin, peut-être même 2° K.

Une première détermination expérimentale de la pression critique a pu être faite comme pour le néon ; elle a donné 2,75 atmosphères. La température critique paraît être 5° K. et le point d'ébullition normale 4° K.

D^r H. KAMERLINGH ONNES et D^r C. BRAAK. — Isotherms of diatomic gases and their binary mixtures : VIII. The breaking stress of glass and the use of glass tubes on measurements under high pressures at ordinary and low temperatures (Isothermes des gaz diatomiques et de leurs mélanges binaires : VIII. L'effort de rupture du verre et l'emploi de tubes de verre dans les mesures à haute pression à la température ordinaire et aux basses températures). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 106.

Désirant faire à l'avenir l'étude expérimentale des isothermes à des pressions pouvant atteindre quelques centaines d'atmosphères, le professeur K. Onnes a voulu étudier l'effort de rupture du verre de

Thüringer, avec lequel sont faits les tubes piézométriques et manométriques employés à son laboratoire. Comme le prince B. Galitzine, les auteurs ont déterminé la pression intérieure maxima à laquelle des tubes de verre cylindriques peuvent résister; ils ont opéré avec des tubes soigneusement recuits, à parois épaisses, à diamètre intérieur grand ou petit et avec des tubes à parois minces et à large diamètre intérieur. Les pressions de rupture étaient déterminées à 2 0/0 près par un manomètre métallique qui, dans certains cas, a marqué jusqu'à 1 200 atmosphères. Le coefficient de Poisson était pris égal à $\frac{1}{4}$ et la pression maxima T_m supportée par le verre au moment de la rupture calculée par une formule donnée par la théorie de l'élasticité. T_m , exprimée en kilogrammes par millimètre carré, varie de 4 à 5 pour les tubes épais à large diamètre intérieur, de 6 à 15 pour les tubes capillaires à parois épaisses et de 4 à 7 pour les tubes larges à paroi mince.

Dans une seconde série d'expériences, les auteurs ont étudié, comme Winkelmann et Schott, la résistance à la rupture par traction de baguettes filiformes de verre recuites ou non, dont les diamètres variaient de 0^{mm},1 à 0^{mm},6. A la température ordinaire, la traction de rupture en kilogrammes par millimètre carré variait de 15 à 23 avec les fils non recuits et de 9,5 à 23 avec les fils recuits.

Dans leurs grandes lignes, les expériences de MM. H. Kamerlingh Onnes et Braak sont d'accord avec celles du prince B. Galitzine et de MM. Winkelmann et Schott, elles donnent toutefois pour la limite de résistance du verre des nombres sensiblement plus élevés que ceux de leurs devanciers.

Il est intéressant de constater que la résistance à la rupture augmente très vite lorsque la température s'abaisse. A la température de l'air liquide huit expériences ont donné des charges de rupture variant de 24 à 35^{kg},9 par millimètre carré.

Dans l'hydrogène liquide, une seule expérience fut faite sur un fil de verre de 0^{mm},271 de diamètre, qui donna une résistance à la rupture de 52^{kg},1 par millimètre carré.

D^r H. KAMERLINGH ONNES et D^r C. BRAAK. — On the measurement of very low temperatures : XXI. On the standardizing of temperatures by means of boiling points of pure substances. The determination of the vapour pressure of oxygen at three temperatures (Sur la mesure des très basses températures : XXI. Etalonnage des températures par les points d'ébullition de substances pures. Détermination de la pression de vapeur de l'oxygène à trois températures).

D^r H. KAMERLINGH ONNES et J. CLAY. — On the measurement of very low temperatures : XXII. The thermoelement gold silver at liquid hydrogen temperatures (Sur la mesure des très basses températures : XXII. L'élément thermoélectrique or-argent aux températures de l'hydrogène liquide). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n^{os} 107 a et 107 b.

Il est très désirable de connaître exactement les points d'ébullition de substances pures sous des pressions connues, parce que ce sont des points fixes qui ne dépendent pas du thermomètre employé et qu'ils facilitent les comparaisons entre les thermomètres employés dans les différents laboratoires.

A cause de cela, M. Kamerlingh Onnes et Braak ont déterminé trois points d'ébullition de l'oxygène pur à l'aide de deux thermomètres à résistances de platine, comparés autrefois directement au thermomètre à hydrogène.

En faisant bouillir l'oxygène pur sous des pressions voisines de 760 millimètres, on mesura les résistances thermométriques en ohms et par une interpolation on en déduisit la résistance qui correspondait à la pression 760 millimètres et par suite la température correspondante.

On trouva ainsi pour le point d'ébullition de l'oxygène pur sous la pression de 760 millimètres au niveau de la mer et à 45° de latitude nord : $t = -183^{\circ},037$ dans l'échelle du thermomètre à hydrogène et $\theta = -182^{\circ},986$ dans l'échelle absolue. L'erreur probable paraît ne pas devoir dépasser 0°,03.

De la même façon, les auteurs ont obtenu, dans l'échelle absolue :

$\theta' = -186^{\circ},542$ à la pression $p' = 516,19$ millimètres de mercure ;
 $\theta'' = -189^{\circ},442$ à la pression $p'' = 366,24$ millimètres de mercure.

Ces deux dernières mesures, comparées à celles de Travers, Senter et Jaquerod, montrent que les températures mesurées à Leyde sont plus basses de 0°,13 que les températures mesurées sous les mêmes pressions par Travers, Senter et Jaquerod; il existe donc entre les deux séries de mesures une petite différence systématique.

Quant à l'élément or-argent, son pouvoir thermoélectrique, qui est nul à la température ordinaire, augmente rapidement aux très basses températures. Aux températures atteintes par l'hydrogène liquide ou solide, la variation par degré de sa force électromotrice rend cet élément tout à fait propre à mesurer avec précision les plus basses températures. MM. Kamerlingh Onnes et Clay se proposent en conséquence de l'étalonner au moyen du thermomètre à hélium.

D^r H. KAMERLINGH ONNES. — Methods and apparatus used in the cryogenic laboratory : XV. An apparatus for the purification of gaseous hydrogen by means of liquid hydrogen (Méthodes et appareils employés au laboratoire cryogène : XV. Appareil pour la purification de l'hydrogène gazeux au moyen de l'hydrogène liquide). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 109 b.

L'emploi d'un cycle d'hydrogène n'est possible que si l'on possède une quantité suffisante d'un gaz rigoureusement pur, absolument exempt de petites quantités d'air susceptibles de boucher par solidification les canalisations très capillaires à travers lesquelles le gaz circule. Pour préparer en très grande quantité un tel gaz, il convient de partir de l'hydrogène, qualifié pur, du commerce, et d'en solidifier l'air en portant le gaz impur à la température de l'hydrogène liquide bouillant sous une pression un peu inférieure à celle de l'atmosphère. Dès lors, l'air se solidifie, tandis qu'une partie de l'hydrogène légèrement impur se liquéfie. Le gaz provenant de la liquéfaction est infiniment plus pur qu'à son entrée dans l'appareil.

Le professeur H. Kamerlingh Onnes a construit sur ce principe un appareil tel que la purification de 10 mètres cubes d'hydrogène est, en règle générale, le résultat de huit heures de travail ; cette purification consomme 25 litres d'air liquide.

Pourvu qu'on ait en réserve une quantité d'hydrogène pur suffisante pour faire fonctionner un cycle à hydrogène, on peut préparer en quantités pratiquement indéfinies de l'hydrogène extrêmement pur.

D^r H. KAMERLINGH ONNES et J. CLAY. — On the change of the resistance of pure metals at very low temperatures and the influence exerted on it by small amounts of admixtures (Sur la variation de la résistance des métaux purs aux très basses températures et l'influence exercée sur elle par de petites quantités d'impuretés). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 107 c.

Ce mémoire est la continuation de celui qui a été analysé dans le

tome VII du *Journal de Physique* (p. 313). Il avait été remarqué par les auteurs qu'on ne peut pas représenter par une formule parabolique la résistance des métaux purs au-dessous de 0° C., et qu'il fallait de toute nécessité introduire des puissances négatives de la température absolue T. Si l'on désigne par W_t et W_0 les résistances à la température centigrade $t = T - 273^{\circ},09$ et à 0°, on a pour le cas de l'or pur entre 0° et $-258^{\circ},81$ C., a, b, c, d, e, f étant des constantes :

$$\frac{W_t}{W_0} = 1 + a \left(\frac{t}{100}\right) + b \left(\frac{t}{100}\right)^2 + c \left(\frac{t}{100}\right)^3 + e \left\{ \frac{10^6}{T^3} - \frac{10^6}{(273,09)^3} \right\} + f \left\{ \frac{10^{10}}{T^5} - \frac{10^{10}}{(273,09)^5} \right\}.$$

$$a = 0,383596, \quad b = 0,0040678, \quad c = 0,00345802,$$

$$e = 0,000323307, \quad f = -0,0000040547.$$

Pour le *mercure* solide et pur, on a :

$$W_t = A(1 + 0,003581 t - 0,000000588 t^2)$$

La résistance à 0° étant 97,152 ohms, à -183° elle n'est plus que de 7,265 ohms et à $-258^{\circ},81$ seulement 0,7534 ohm. Le mercure expérimenté était d'une pureté remarquable, sa résistance aux très basses températures étant nettement plus faible que celle du mercure expérimenté par Dewar et Fleeming.

Le *plomb* est représenté par une formule du type précédent où le coefficient c est nul. La résistance à 0° étant prise pour unité, à $-258^{\circ},70$ on n'a plus pour celle-ci que 0,01311.

Une spirale de *constantan* dont la résistance à 0° est prise pour unité a fourni, à $-182^{\circ},42$, $W = 0,97165$, et à $-255^{\circ},13$, $W = 0,91423$; comme on le voit, le décroissement de la résistance s'accélère aux basses températures.

Si l'on porte en ordonnées les résistances et en abscisses les températures, on obtient pour les métaux purs des courbes qui, prolongées, coupent l'axe des abscisses avant le zéro absolu et semblent toutes indiquer une résistance négative assez grande au zéro absolu.

Cette courbe présente pour tous les métaux, le mercure excepté, un point d'inflexion aux très basses températures.

D^r J. CLAY. — On the change with temperature of the electrical resistance of alloys at very low temperatures (Sur la variation avec la température de la résistance électrique des alliages aux très basses températures). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 107 d.

Tandis que dans leur travail de 1907, MM. K. Onnes et Clay n'avaient considéré qu'un seul alliage d'or et d'argent, dans le travail actuel M. Clay a étudié de la même manière sept alliages d'or et d'argent dont les pourcentages en argent étaient respectivement 0,396; 0,476; 0,524; 0,868; 1,402; 20,037; 47,985; les cinq premiers étaient destinés à étudier l'influence sur la résistance de l'or pur de petites quantités d'un autre métal. Les mesures avaient pour but de donner la variation de la *résistance spécifique* avec la température, en appelant dans ce cas particulier résistance spécifique celle d'un fil de 1 mètre de long et de 1 millimètre carré de section.

Désignons par W_{Au} et W_{Ag} les résistances spécifiques de l'or et de l'argent purs à une même température, pour un alliage formé d'un volume x d'argent et d'un volume $1 - x$ d'or, la résistance spécifique calculée par la règle de conductibilité est :

$$W' = \frac{W_{Au} \cdot W_{Ag}}{xW_{Au} + (1 - x) W_{Ag}}$$

Or Matthiessen a montré, dès 1860, que la résistance expérimentale W est beaucoup plus grande que la précédente; $W - W'$ a été appelée *résistance additive*. Cette résistance additive étudiée en 1864 par Matthiessen et Vogt s'est montrée indépendante de la température. Dans leur travail de 1907, K. Onnes et Clay avaient trouvé qu'approximativement cette résistance additive était constante. Les recherches de Clay montrent que la résistance additive, pour les alliages très pauvres en argent, croît à mesure que la température s'abaisse de 0° à $-252^{\circ},92$ et d'autant plus que la teneur en argent est plus voisine de zéro; la résistance additive semble en outre proportionnelle à la teneur en argent; pour les deux alliages riches en argent, la résistance additive est presque indépendante de la température; en fait elle paraît décroître très légèrement, le décroissement entre 0° et $-252^{\circ},9$ étant de 1 0/0 pour l'alliage à 20 0 0, de 1/2 0/0 pour l'alliage à 48 0/0 d'argent.

Si l'on porte en ordonnées les différences $\frac{T}{273,09} - \frac{W_t}{W_0}$, l'ordonnée est nulle pour tous les alliages à $T = 273,09$; jusqu'à -200°C . environ, les courbes sont pratiquement rectilignes, les unes ayant leurs ordonnées positives, les autres ayant leurs ordonnées négatives. Cela montre qu'il existe un alliage d'or et d'argent, contenant sensiblement 0,1 0/0 d'argent, dont la variation de résistance entre 0° et -200°C . est à peu près rigoureusement proportionnelle à la température absolue. L'importance de ce résultat pour la mesure commode et précise des basses températures n'échappera à personne.

Au-dessous de -200°C . et pour tous les alliages sans exception, les ordonnées baissent rapidement à mesure qu'on se rapproche du zéro absolu.

Pour expliquer la résistance additive des alliages, Rayleigh imagina en 1896 que les deux métaux étaient disposés en couches très minces l'une derrière l'autre, de façon que, quand un courant électrique traversait ces couches, des effets Peltier de signes contraires se produisaient, déterminant un courant électrique de sens contraire au courant principal et ayant finalement le même effet qu'une augmentation de résistance. La théorie de lord Rayleigh conduit à cette conséquence que le produit TE^2 de la température absolue par le carré du pouvoir thermoélectrique de l'alliage doit être une constante.

M. Clay a soumis cette conséquence à la sanction de l'expérience. Il a déterminé le pouvoir thermoélectrique en complétant les déterminations de l'article précédent d'un élément or-argent entre $+100^\circ$ et $-258,61 \text{ C}$. et formé le produit TE^2 ; celui-ci, entre 6° et $+100^\circ$, varie de 0 à 0,0000137 et, entre $+6^\circ$ et $-258,61$, varie de 0 à 0,0003136. Il ne semble donc pas possible d'admettre la théorie de lord Rayleigh.

J.-I. DALTON. — *Researches on the Joule-Kelvin effect, especially at low temperatures* : I. Calculations for hydrogen ; II. The Joule-Kelvin effect for air at 0°C . and at pressure upto 42 atmospheres (Recherches sur l'effet Joule-Kelvin spécialement aux basses températures : I. Calculs relatifs à l'hydrogène ; II. L'effet Joule-Kelvin pour l'air à 0° et à des pressions atteignant 42 atmosphères). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 109 a et c.

Il y a cinquante ans que Joule et Thomson exécutèrent leurs expé-

riences demeurées célèbres ; il est surprenant qu'ils n'aient été suivis par presque personne dans cette voie importante. Quelques expériences grossières de Regnault sur des gaz variés, le travail de Natanson et Kester sur CO_2 et le travail plus récent d'Olzewski sont la seule littérature à citer. Alors que Joule et Thomson partaient d'une pression initiale qui ne dépassait pas 6 atmosphères et que la détente s'effectuait sans vitesse sensible à travers un tampon poreux, Olzewski détendait ses gaz à partir de pressions initiales énormes, à travers une soupape ; il trouva ainsi, en 1907, pour l'air et l'azote, que la température d'inversion de l'effet Joule-Thomson décroissait en même temps que la pression initiale.

Ces résultats ont été critiqués par Hamilton Dickson qui arrive à la conclusion qu'il y a une différence fondamentale entre les expériences de Joule et Kelvin et celles d'Olzewski, provenant de ce que l'énergie cinétique du gaz qui se détend n'est pas la même avant et après la détente. Les calculs de Dickson ayant été faits en partant de l'équation d'état de Van der Waals, qui n'est pas correcte au point de vue quantitatif, l'auteur reprend la question dans le cas de l'hydrogène, en partant cette fois de l'équation d'état empirique extrêmement générale de Kamerling Onnes

$$pv = A + \frac{B}{v} + \frac{C}{v^2} + \frac{D}{v^4} + \frac{E}{v^6} + \frac{F}{v^8},$$

dans laquelle p est exprimé en atmosphères, v en prenant pour unité le volume théorique normal, A, B, C, etc., étant des coefficients fonctions de la température calculés à partir des isothermes expérimentales du gaz. Admettons en outre que deux conditions expérimentales sont remplies, à savoir : que les énergies cinétiques du gaz avant et après la détente sont identiques, et que la conductibilité calorifique de l'appareil de détente est nulle : dès lors il suffira d'exprimer que, ϵ étant l'énergie intérieure, on a :

$$\epsilon_1 + p_1 v_1 = \epsilon_2 + p_2 v_2.$$

On déduit de là la variation de température ($T_1 - T_2$) de l'hydrogène détendu jusqu'à la pression atmosphérique dans des conditions variées de température et de pression initiales. Les valeurs admises pour les constantes critiques sont $p_c = 15$ atmosphères et $T_c = 29^\circ$ absolus. Le tableau suivant donne les températures

d'inversion de l'hydrogène pour diverses valeurs de $p_1 - p_2$:

$p_1 - p_2$	Température d'inversion	$p_1 - p_2$	Température d'inversion
1 atm.	— 72° 6 C.	50 atm.	— 81° 9 C.
5	— 73 2	60	— 83 6
10	— 74 1	70	— 85 9
20	— 75 8	80	— 88 3
30	— 77 8	90	— 90 0
40	— 79 9	100	— 91 7

La relation entre la température d'inversion et la chute de pression est pratiquement linéaire. La température d'inversion décroît à mesure que croît la pression initiale, ce qui est exactement le contraire du résultat obtenu par Olzewski. Or, l'azote, l'hydrogène et l'air obéissent aux lois des états correspondants, leurs températures d'inversion doivent donc obéir aux mêmes lois, ce qui suffit à montrer que le régime de détente étudiée par Olzewski n'obéit pas aux restrictions qui ont permis d'écrire l'équation de condition fondamentale :

$$\varepsilon_1 + p_1 v_1 = \varepsilon_2 + p_2 v_2.$$

Dans la seconde partie de son travail, l'auteur a déterminé expérimentalement l'effet Joule-Kelwin sur l'air à l'aide d'un appareil à soupape, des précautions spéciales étant prises pour empêcher toute conductibilité calorifique provenant de la soupape. Dans ces conditions, on observe un excellent accord avec les résultats expérimentaux de Joule-Kelvin et avec les calculs faits à partir des isothermes de Kamerlingh réduites aux termes :

$$pv = A + \frac{B}{v} + \frac{C}{v^2}.$$

J.-D. VAN DER WAALS JUNIOR. — La loi de l'attraction de doublets électriques. — *Archives Néerlandaises*, 2^e série, t. XIV, p. 347.

Bien souvent, on a exprimé l'idée que les actions moléculaires sont d'origine électrique. Une des hypothèses les plus simples que l'on puisse faire, c'est d'imaginer comme Reinganum et Sutherland que les molécules se comportent comme des doublets électriques. Admettons que ces doublets soient constants, l'auteur cherche quelle doit être la loi de l'action résultante pour deux doublets séparés par la distance r ; il admet : 1° que les molécules sont des doublets électriques à moment constant m ; 2° que la distance moyenne est assez grande pour que l'on ait à considérer des actions mutuelles qu'entre

deux molécules seulement; 3° que les vitesses et les accélérations des molécules ont une valeur relative si faible, que l'on peut admettre que le champ de force électromagnétique des doublets coïncide avec le champ électrostatique correspondant à leur situation instantanée.

Dans ces conditions, les considérations statistico-mécaniques de Boltzmann et Gibbs sont immédiatement applicables au problème posé. L'auteur est ainsi conduit pour la force F , qui s'exerce entre deux molécules séparées par la distance r , à la formule :

$$F = - A \frac{m^4}{r^7} \left(B + C \frac{m^2}{r^6} + D \frac{m^4}{r^{12}} + \dots \right),$$

dans laquelle A, B, C, D, \dots sont des constantes dont les expressions sont connues. On a donc affaire à une attraction qui varie plus rapidement avec la distance que ne le voudrait une proportionnalité à $\frac{1}{r^7}$.

JEAN BECQUEREL. — Contribution à la connaissance du phénomène de Zeeman dans les cristaux. — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 20.

L'auteur a montré que certaines bandes d'absorption de cristaux uniaxes se décomposent sous l'action d'un champ magnétique parallèle à l'axe optique et au faisceau lumineux en doublets dont les composantes ne peuvent être totalement supprimées par un analyseur circulaire convenablement orienté. Ce phénomène, trouvé à la température de l'hydrogène liquide par Kamerlingh Onnes et J. Becquerel, a été retrouvé dans les spectres cannelés d'émission des chlorures et fluorures alcalino-terreux par M. Dufour qui a appelé *résidu de polarisation* les faibles bandes qui, dans les spectres juxtaposés de deux vibrations circulaires inverses, paraissent prolonger les composantes principales. M. Jean Becquerel pense que les faibles bandes, dont la superposition avec les composantes principales donne une lumière incomplètement polarisée, sont en réalité de nouvelles composantes absolument distinctes des premières.

En examinant les clichés obtenus à Leyde à la température de l'hydrogène liquide par le professeur K. Onnes et lui, l'auteur a constaté que la raie $625 \mu\mu$ de la *tysonite* donne en réalité un quadruplet formé par deux doublets polarisés en des sens opposés. Il en est de

même pour les bandes 487,7 $\mu\mu$, 642,3 $\mu\mu$, 645,6 $\mu\mu$, 655,9 $\mu\mu$ du *xénotime*, les résidus n'occupant pas la même position que les composantes principales.

Pour la bande *positive* 522,15 $\mu\mu$ du *xénotime*, l'expérience refaite à la température de l'azote liquide bouillant sous la pression atmosphérique et avec des champs magnétiques allant jusqu'à 24 000 gauss, on voit nettement un décalage entre les composantes principales et les résidus.

Ainsi il existe des bandes qui donnent à la fois l'effet Zeeman positif et l'effet Zeeman négatif; cet effet s'expliquerait dans toutes les théories actuelles si l'on supposait que des électrons positifs et des électrons négatifs contribuent à la fois à former les bandes en question.

HENRI et JEAN BECQUEREL et H. KAMERLINGH ONNES. — On phosphorescence at very low temperatures (Sur la phosphorescence aux très basses températures). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 110.

Les sels d'uranyle doivent être regardés comme une classe de corps absolument distincte des autres substances phosphorescentes. D'après les recherches de Lecoq de Boisbaudran, Lénard et Klatt, et Urbain sur les terres rares, les composés sulfurés des terres alcalines et les oxydes des métaux terreux, on sait qu'à l'état de pureté parfaite ces substances ne sont pas phosphorescentes et il semble, comme l'a noté le premier Edmond Becquerel, que l'influence d'une impureté soit nécessaire pour la formation de molécules complexes, les « centres » de Lénard, lesquelles, contrairement aux molécules des substances pures, ont le pouvoir d'émettre de la lumière.

Il en est tout autrement avec les sels d'uranyle. Ces composés sont toujours phosphorescents, même quand ils sont tout à fait purs, et chacun d'eux est caractérisé par un spectre d'émission spécifique. Même à la température de l'hydrogène liquide, la quantité de lumière émise ne change pas d'intensité et elle s'évanouit avec l'illumination. Les sels d'uranyle ne montrent pas de thermoluminescence et il existe une relation étroite entre leurs spectres d'émission et d'absorption.

On est donc conduit à faire une distinction entre deux espèces de phosphorescences, qui semblent être d'origines différentes: d'une part, celle des terres rares des sulfures alcalins et des oxydes des métaux terreux; dans ce cas, les électrons qui, sous l'influence photoélectrique de la lumière absorbée, sont projetés par les atomes du

métal dont une petite quantité a été ajoutée à la substance expérimentée retournent à ce métal et sont ainsi la cause de la phosphorescence ; d'autre part, dans le cas des sels d'uranyle, la cause de la phosphorescence doit être cherchée dans le mouvement des électrons contenus dans l'atome d'uranium lui-même et aussi dans la structure des molécules de la substance. On peut supposer alors, que sous l'influence de la lumière absorbée, les électrons sont projetés d'une partie de l'atome d'uranium vers les autres parties où ils restent temporairement, puis reviennent à leur position d'équilibre primitive en produisant alors une émission de lumière phosphorescente.

P. LÉNARD, H. KAMERLINGH ONNES et W.-E. PAULI. — The behaviour of the phosphorescent sulphides of the alkaline earths at various temperatures, and particularly at very low temperatures (Manière d'être des sulfures phosphorescents des terres alcalines à diverses températures et particulièrement aux très basses températures). — *Communications from the Physical Laboratory of Leiden*, n° 111.

Dans le travail actuel, qui fait suite au travail de Lénard et Klatt (1904), les auteurs ont étudié, à la température de l'hydrogène liquide ou solide, une série de substances phosphorescentes bien définies provenant des terres alcalines. Le résultat général fut le suivant : les bandes devenaient plus étroites et plus sombres, de telle façon que les longueurs d'onde de leurs maxima pouvaient être déterminées à basse température dans les circonstances les plus favorables. Mais il restait des bandes dont l'intensité ne résistait pas à une forte dispersion et c'est la raison pour laquelle les auteurs ont ajourné la continuation de leurs expériences dans le champ magnétique.

A chaque bande du spectre de phosphorescence appartiennent trois phases lesquelles se succèdent dans l'ordre suivant lorsque la température baisse : 1° la phase momentanée supérieure ou phase de chaleur ; 2° la phase permanente ; 3° la phase momentanée inférieure, ou phase de froid. Dans la dernière phase, les électrons qui, sous l'influence photo-électrique de la lumière absorbée, sont projetés par les atomes métalliques, sont fixés au voisinage de leur position initiale ; dans la première phase, la fixation des électrons ne se produit pas, car ils retournent immédiatement à leur position première en produisant une émission de lumière ; dans la phase intermédiaire, quelques-uns des électrons retournent à leur position première et d'autres sont fixés dans le voisinage de celle-ci.

Dans les expériences antérieures faites à la température de l'air liquide, l'existence des trois phases restait hypothétique pour de nombreuses bandes ; les expériences actuelles montrent que la température de l'hydrogène solide (24° absolu) est assez basse pour amener toutes les bandes des substances phosphorescentes provenant des terres alcalines dans la phase momentanée inférieure.

G. DU BOIS et G. ELIAS. — L'influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption et de fluorescence sélectives. — *Archives Néerlandaises*, 2^e série, t. XIV, p. 87.

Les auteurs ont étudié à la température de l'air liquide et dans un champ magnétique, longitudinal ou transversal, de l'ordre de 40 kilogauss, un très grand nombre de substances amorphes ou cristallisées. L'influence de la température est excessivement variable ; elle diffère d'une substance à l'autre aussi bien au point de vue qualitatif que quantitatif et est même toute différente pour les diverses régions d'absorption ou les diverses bandes d'une même substance. En général, l'influence de la température est plus apparente pour les substances amorphes que pour les cristaux ; mais il y a des exceptions.

En général, quand la température s'abaisse, les bandes et les raies se rétrécissent ; cependant le cas contraire se présente quelquefois ; l'augmentation de netteté, le renforcement, l'apparition sont plus fréquents que les cas inverses de diminution de netteté, d'affaiblissement, de disparition. Le déplacement des bandes et des raies a lieu le plus souvent vers le violet, mais quelquefois aussi vers le rouge.

La loi simple de Jean Becquerel, d'après laquelle la largeur des bandes de quelques-uns des cristaux qu'il a examinés serait proportionnelle à la racine carrée de la température absolue, ne paraît pas pouvoir être générale, vu la multiplicité des résultats observés par les auteurs. Il avait été déjà démontré par J. Becquerel et K. Onnes, par les recherches aux températures de l'hydrogène liquide, que cette loi n'est pas générale.

Les divers effets de l'aimantation, pour autant qu'ils existent, présentent une plus grande variété encore. MM. du Bois et Elias distinguent arbitrairement seize *types principaux*. Il peut y avoir diminution ou augmentation de netteté dans les bandes, affaiblissement ou renforcement, disparition ou apparition, élargissement ou

rétrécissement, éclaircissement au centre ou formation d'un noyau sombre, déplacement (surtout vers le violet), expulsion de composantes vers le rouge ou le violet, formation d'un doublet (le plus souvent asymétrique, rarement symétrique), formation d'un triplet (le plus souvent asymétrique), formation d'un quadruplet (la plupart du temps asymétrique). Enfin les auteurs ont observé une seule fois un sextuplet qui était asymétrique.

Dans des régions spectrales compliquées, il se présente de multiples *types accidentels*, difficiles à débrouiller, qui dépendent tout à fait de l'intensité existant à ce moment. C'est ainsi que les composantes séparées de bandes voisines peuvent empiéter les unes sur les autres, se confondre exactement et former en apparence une bande plus forte qui fait que deux doublets voisins peuvent donner l'illusion d'un triplet (ex. : nitrate de néosyme, rouge), etc.

Il est impossible de résumer le très important mémoire des auteurs et nous nous bornons à y renvoyer le lecteur.

P. ZEEMAN. — Changement de longueur d'onde de la raie médiane d'un triplet dans un champ magnétique. — *Archives Néerlandaises*, 2^e série, t. XIV, p. 267.

On a admis jusqu'ici, pour ainsi dire tacitement, que la raie moyenne d'un triplet ou de toute autre figure de décomposition symétrique dans le champ magnétique reste à sa place. Il n'en est pas ainsi dans un certain nombre de cas, comme l'auteur se propose de l'établir expérimentalement; cette question est d'ailleurs d'un grand intérêt théorique, parce qu'elle se rattache probablement à l'existence de liens entre les vibrations parallèles et perpendiculaires aux lignes de force.

A cet effet, M. J. Zeeman a repris l'étude des raies $\bar{5}791$ et $\bar{5}770$ du mercure, d'abord à l'aide d'un spectroscopie à échelons de Michelson, puis par la méthode de Fabry et Pérot. La première méthode indique un léger déplacement de la raie $\bar{5}791$ du côté du rouge; au contraire, le déplacement de la raie $\bar{5}770$ est inappréciable, même avec des champs de 35 kilogauss. La méthode de Fabry et Perot indique que, dans un champ de 28 740 gauss, le déplacement de la raie médiane de la $\bar{7}591$ est de 0,0369 unité Augström; si l'asymétrie est réellement proportionnelle au carré de l'intensité du champ, dans un champ de 1 000 gauss, l'asymétrie ne serait que de 0,00009 unité Augström. On conçoit pourquoi cette asymétrie

a échappé aux chercheurs qui précédaient MM. P. Zeeman et Gmelin.

Quant à la raie \AA 770, la deuxième méthode redonne le même résultat nul que la première.

H. DU BOIS, G. ELIAS et F. LOWE. — Un appareil spectral autocollimateur de grande clarté, en même temps monochromateur. — *Archives Néerlandaises*, 2^e série, t. XIV p. 81.

Dans beaucoup d'opérations optiques, on a besoin d'un illuminateur unissant une grande clarté à la pureté monochromatique de la lumière; malgré la grande diversité des appareils spectraux dont on dispose, il semble aux auteurs qu'il y a là encore une lacune qu'ils désirent combler. La combinaison d'une dispersion considérable et d'une grande clarté les conduit tout naturellement à l'application du principe de l'autocollimation, de préférence à l'aide de deux *demi-prismes*.

Les rayons provenant de la fente objet sont renvoyés à angle droit par un petit miroir de verre argenté sur une lentille achromatique d'où ils sortent parallèles et tombent normalement sur le premier demi-prisme, après quoi ils traversent sous l'incidence du minimum de déviation deux prismes de 60° en flout lourd, puis tombent sur le second demi-prisme dont la face postérieure est argentée, ce qui force les rayons à revenir sur leurs pas et à traverser tout le système en sens contraire.

Cet appareil, employé comme spectromètre, permet une séparation très forte de raies spectrales voisines: c'est ainsi, par exemple, qu'avec un fort oculaire on décompose la raie jaune de l'hélium en ses deux composantes, dont la distance est d'environ $0,035 \mu$.

Le *vignettement* du faisceau lumineux est d'environ 25 0/0. L'appareil, employé comme monochromateur, paraît satisfaisant; en se servant de la lumière solaire, on a une intensité 5 à 10 fois plus forte (suivant les circonstances météorologiques) que si l'on projette sur la fente d'entrée le cratère d'un arc électrique. Bien que les auteurs aient fait tout leur possible pour empêcher des réflexions, ils n'ont pas pu éviter un peu de lumière diffuse, provenant probablement d'une diffusion de la lumière sur les faces et à l'intérieur des prismes.

(A suivre.)

E. MATHIAS.

LES VARIATIONS THERMIQUES DE L'HYSTÉRÈSE TOURNANTE
ET DE L'HYSTÉRÈSE ALTERNATIVE;

Par M. ALBERT PERRIER (*suite*).

CHAPITRE IV.

Les éléments magnétiques homologues.

Nous nous sommes placés jusqu'à présent dans des conditions permettant de ne pas tenir compte (au moins pas directement) de la troisième variable, soit le champ. Il nous reste maintenant à généraliser, à envisager intégralement le problème à trois variables.

Je vais pour cela introduire la notion théorique d'éléments homologues en partant de la synthèse de M. Weiss des propriétés ferromagnétiques. A l'aide de cette nouvelle notion, tous les résultats expérimentaux pourront être discutés et classés de façon très simple et très brève.

Admettons avec M. Weiss que les éléments cristallins les plus intimes dont un corps ferromagnétique est composé sont doués de propriétés analogues à celles du cristal de pyrrhotine normale (1). Nous supposons en particulier le plan magnétique rigoureux; dans ce plan est située la *direction de facile aimantation*, dans laquelle le vecteur aimantation se place dans un champ extérieur nul avec la valeur de saturation I ; un champ oblique sur cette direction, mais dans le plan magnétique fait tourner l'aimantation sans changer sa valeur d'un angle φ caractérisé par l'équation :

$$(1) \quad H \sin(\alpha - \varphi) = NI \sin \varphi \cos \varphi,$$

α désignant l'angle formé par le champ et la direction de facile aimantation. N est un coefficient caractérisant la matière et en relation directe avec les champs moléculaires.

(1) Voir P. WEISS, *L'Hypothèse du champ moléculaire*; — aussi P. WEISS, *Propriétés magnétiques de la pyrrhotine* (*J. de Phys.*, 4^e série, t. IV, p. 469 et 829; 1905).

Le renversement *irréversible* et instantané de la position OI à la position OV (*fig. 8*) nécessite une dépense d'énergie de :

$$E = 2H'_c I \sqrt{1 - \left(\frac{I_y}{I}\right)^2}$$

ou

$$H'_c = H_c \frac{I - I_y}{I} \quad \text{et} \quad I_y = I \sin \varphi.$$

H_c est le champ coercitif de long du diamètre de facile aimantation lui-même.

C'est là le phénomène élémentaire d'hystérèse. Je vais montrer comment on peut en déduire les propriétés les plus caractéristiques des phénomènes pour un corps apparemment isotrope.

17. HYSTÉRÈSE ALTERNATIVE ET HYSTÉRÈSE TOURNANTE. — Imaginons donc un corps composé d'un grand nombre de cristaux élémentaires du type ci-dessus rappelé et où toutes les positions de plans magnétiques et toutes les directions d'axes de facile aimantation sont également représentées.

Envisageons le plan magnétique d'un cristal quelconque, étudions successivement l'effet irréversible d'un champ alternatif, puis d'un champ tournant de positions quelconques par rapport à lui; nous ferons passer chacun des deux champs par toutes les valeurs comprises entre 0 et l'infini. *L'action de chacun d'eux est évidemment identique à celle de sa projection sur le plan magnétique.*

La projection du *champ alternatif* est encore un champ alternatif oblique en général sur l'axe de facile aimantation et oscillant entre les valeurs extrêmes $\pm H \cos \mu$, μ désignant l'angle du champ avec le plan magnétique; l'aimantation sous son influence oscille réversiblement et symétriquement à l'axe de facile aimantation aussi longtemps que $H \cos \mu \cos \alpha$ ($\alpha =$ angle de la projection de H avec OF, *fig. 8*) est plus petit qu'un certain champ coercitif H'_c , et le cristal envisagé n'apporte aucune contribution à l'hystérèse du corps total.

Aussitôt au contraire, que le champ extérieur sera suffisant pour que sa projection sur OF dépasse H'_c , alors l'aimantation changera de sens à chaque oscillation du champ avec la perte d'énergie donnée plus haut. Et maintenant le champ peut osciller entre n'importe quelles valeurs plus grandes que celle qui vient d'être déterminée, toujours le renversement de l'aimantation se produira pour la même valeur H'_c (laquelle dépend de la position géométrique de la direction

du champ par rapport au plan magnétique et à l'axe de facile aimantation du cristal). Il s'ensuit que *le même cristal apportera toujours la même contribution à l'hystérèse alternative, quel que soit le champ oscillant, pourvu qu'il dépasse une certaine valeur assignable.*

A mesure que les valeurs limites de H augmentent, le nombre des cristaux intéressés au phénomène irréversible s'accroît, et par conséquent aussi l'énergie dissipée totale jusqu'au moment où tous les cristaux entrent finalement en ligne de compte, c'est-à-dire à la saturation et théoriquement pour un champ infini; et ce que l'on vient de voir montre que l'énergie d'hystérèse *atteint là nécessairement son maximum*. Ces caractères sont expérimentalement dès longtemps connus.

La projection d'un *champ tournant* sur le plan magnétique est une ellipse. Là encore, le champ pourra être suffisamment petit ou le grand axe de l'ellipse trop oblique par rapport au diamètre de facile aimantation pour que celle-ci subisse d'autres changements que des rotations réversibles demeurant du même côté de DD' . Le champ croissant, sa projection est représentée successivement par des ellipses de plus en plus grandes et homothétiques entre elles. Mais *la corde le long de laquelle se produit l'irréversibilité pour la première fois n'est ici plus du tout la même que les suivantes à champs plus intenses*. Il suffit d'ailleurs, pour s'en convaincre, de considérer un cas extrême : aussitôt que le champ sera suffisamment grand pour que sa projection sur OD atteigne NI (¹), l'aimantation parcourra le cercle de saturation entier sans aucune irréversibilité.

L'effet résultant de l'ensemble des cristaux est par suite plus complexe cette fois que plus haut : *la variation de l'hystérèse à champ tournant croissant se compose ici de la différence entre l'augmentation causée par les cristaux entrant successivement en jeu et la diminution que subit l'hystérèse de tous les cristaux déjà précédemment englobés dans le mouvement irréversible*. Dans les conditions précises où l'accroissement compense exactement la diminution, l'énergie d'hystérèse tournante *passé par un maximum*; puis elle décroît constamment jusqu'à l'annulation, lorsque les aimantations de tous les cristaux décrivent le cercle de saturation complet(²).

(1) Cf. équation.

(2) Nous retrouverons au chapitre v cette sorte de « lutte » entre l'action individuelle des cristaux et le nombre de ceux-ci prenant part à une transformation, et nous aurons en somme un raisonnement identique à faire avec des variables différentes.

Nous venons donc de nous convaincre que l'hypothèse de la constitution identique dans ses éléments au cristal de pyrrhotine à plan magnétique suffit pour retrouver théoriquement les propriétés principales des deux hystérèses connues depuis les expériences de Baily puis de Weiss et Planer. Cette hypothèse relie deux phénomènes d'allures essentiellement différentes puisque le même mécanisme élémentaire permet d'en rendre compte.

18. EFFETS DES VARIATIONS DE TEMPÉRATURE; RELATIONS ENTRE LES DEUX HYSTÉRÈSES; ÉLÉMENTS HOMOLOGUES. — Soit un champ décrivant une ellipse dans le plan magnétique. Nous allons construire graphiquement toutes les grandeurs entrant en ligne de compte (*fig. 8*). Le cercle de saturation sera pris à une échelle arbitraire ($r = 1$); les *champs* seront ensuite portés avec des *unités* N fois plus petites que celles de l'aimantation. Construisons en particulier à cette échelle le champ coercitif OG , et joignons DG .

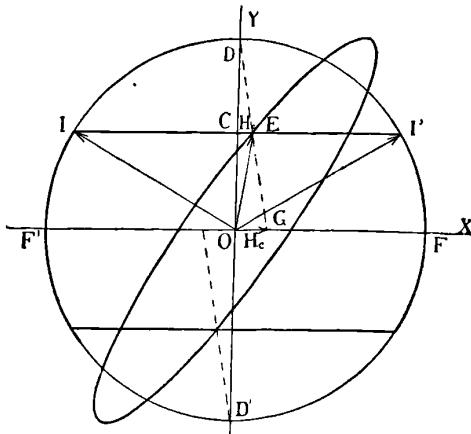


FIG. 8.

Il est alors aisé de voir que si H_c est petit vis-à-vis de NI , ce que nous supposons expressément, le champ, au moment où l'aimantation saute de OI en OI' , est donné en grandeur et en direction par le vecteur joignant O au point d'intersection E de la droite DG avec la courbe que décrit l'extrémité du champ.

Nous allons examiner maintenant l'effet de variations de tempéra-

ture sur l'hystérèse et l'aimantation d'un cristal pour étendre ensuite les résultats à l'ensemble des cristaux.

Faisons tout d'abord les hypothèses suivantes :

1° H_c varie avec la température suivant la même loi que I , à un facteur constant près ;

2° N est indépendant de la température.

Nous savons déjà (chap. III) que la première correspond en gros à la réalité, la seconde est vérifiée en première approximation pour la magnétite ; nous aurons d'ailleurs à nous convaincre qu'on peut se libérer de ces hypothèses, au moins dans une certaine mesure.

A une température supérieure, I sera réduit à une certaine valeur I_t ; la construction graphique exigera la même figure que plus haut, mais à une échelle $\frac{I_t}{I}$ fois plus petite ; en vertu des hypothèses initiales, la nouvelle figure correspondra exactement aux conditions du renversement de l'aimantation si tous les éléments sont homologues deux à deux : ces deux figures doivent être complètement homothétiques. Le champ produisant le renversement est donc lui-même réduit dans le même rapport d'homothétie $\frac{I_t}{I}$; l'hystérèse proportionnelle au produit de deux éléments linéaires homologues (corde et flèche) est ramenée à une valeur $\left(\frac{I_t}{I}\right)^2$ fois plus petite.

Notons que ce qui vient d'être énoncé est valable pour toutes les températures et pour n'importe quelle loi $I = f(t)$.

Dans le cas particulier d'un champ tournant, il suffit évidemment que l'ellipse, sa projection sur le plan magnétique, soit réduite homothétiquement, par conséquent aussi le champ tournant lui-même, pour que les divers éléments, au moment du renversement, restent homologues. Le cas du champ alternatif est le même : l'ellipse est alors remplacée par une droite double. La conclusion de tout cela est évidente :

Le rapport de l'hystérèse tournante à l'hystérèse alternative pour un cristal quelconque est indépendant de la température, si l'on prend soin de le calculer à chaque température pour des valeurs extrêmes du champ modifiées dans le rapport $\left(\frac{I_t}{I}\right)$.

J'insiste ici sur ce point que le raisonnement qui précède ne suppose nullement que le champ alternatif et le champ tournant aient

les *mêmes valeurs* à même température : il suffit que l'on prenne les *homologues respectives* de leurs valeurs à la température choisie comme initiale, quelles que soient d'ailleurs celles-ci.

Le théorème est vrai en particulier lorsque les valeurs extrêmes sont les mêmes; mais il est beaucoup plus général et, d'un cas à l'autre, il n'y a que la valeur absolue du rapport qui change.

Or nous n'avons fait aucune hypothèse sur la position du cristal, le raisonnement ci-dessus s'applique donc intact à n'importe lequel d'entre eux; on peut donc l'étendre à la totalité, c'est-à-dire qu'on peut appliquer directement le théorème ci-dessus au corps tout entier :

Pour un corps ferro-magnétique en apparence isotrope, le rapport des hystérèses tournante et alternative, calculé pour des valeurs homologues du champ, est indépendant de la température.

Il convient cependant de lever ici une objection : il y a, et d'autant que le champ est plus faible, toujours des éléments cristallins dont le champ tournant renverse l'aimantation, alors que le champ alternatif ne déclenche pas le phénomène irréversible; le rapport $\frac{E_t}{E_a}$, toujours égal à l'infini dans ce cas, peut mettre en doute la valeur du raisonnement. Or l'hystérèse tournante existant seule, on la réduira toujours homothétiquement en considérant le champ semblable comme précédemment, et la contribution additive qu'elle apporte à l'énergie dépensée pour toute la matière ne fait qu'accroître la valeur absolue du rapport $\frac{E_t}{E_a}$ d'une quantité proportionnelle sans altérer sa constance avec la température.

Interprétation des éléments magnétiques homologues. — 1° La marche de la démonstration indique d'elle-même que les conditions semblables (homologues) sont celles où *les mêmes cristaux élémentaires entrent en ligne de compte et, outre cela, de la même façon, c'est-à-dire tous les vecteurs ayant aux deux états considérés les mêmes directions;*

2° L'intensité d'aimantation au sens usuel du mot, somme géométrique de tous les vecteurs-aimantation élémentaires, sera donc réduite elle-même dans le rapport de similitude; c'est aussi le cas en particulier pour l'aimantation à saturation. Il s'ensuit que *les conditions homologues sont celles où, à chaque température, l'aimantation est la même fraction de l'aimantation à saturation;*

3° Un raisonnement tout à fait analogue conduirait à la conclusion que ces conditions sont celles aussi où l'hystérèse (l'une quelconque des deux) est la même fraction de celle du cycle limite.

Aimantation, hystérèse tournante, hystérèse alternative et champ seront désignés dans la suite du travail par *éléments magnétiques homologues* dans les conditions définies plus haut.

19. ÉLIMINATION DES DEUX HYPOTHÈSES RESTRICTIVES. — Les suppositions faites au début étaient, on s'en souvient, la constance de N et la proportionnalité de H_c à I ; nous allons rechercher dans quelle mesure on peut se libérer de ces restrictions.

Voici d'abord un cas très particulier où elles ne sont pas satisfaites et où on peut cependant définir rigoureusement des champs homologues : c'est celui où le *champ coercitif varierait non pas comme I , mais comme NI* .

Considérons la figure homothétique de la *fig. 8*, tous les éléments linéaires étant encore réduits dans le même rapport que l'intensité d'aimantation. Les champs portés dans ce dessin *représenteront* à la nouvelle température *d'autres champs* que ceux obtenus par simple réduction dans le rapport des aimantations. Plus exactement, nous aurons pour deux vecteurs correspondants deux champs H et H_t liés par un rapport inverse de celui des unités, c'est-à-dire :

$$H : H_t = \frac{1}{N_t I_t} : \frac{1}{NI} = NI : N_t I_t ;$$

en particulier pour les champs coercitifs :

$$H_c : H_{ct} = NI : N_t I_t.$$

Ce rapport est précisément celui des *valeurs réelles* de ces champs. Il s'ensuit que toutes les constructions effectuées sont encore justes à cette nouvelle température. *Toutes les déductions antérieures peuvent donc être transportées ici*, à la seule modification près que les champs homologues ne sont plus liés par la relation simple :

$$\frac{H}{H_t} = \frac{I}{I_t} \quad \text{mais par} \quad \frac{H}{H_t} = \frac{NI}{N_t I_t}.$$

Il est clair que dans le cas le plus général où I , N et H_c varieraient tout à fait indépendamment les uns des autres, les déductions ci-

dessus ne pourraient plus être faites en toute rigueur. Rappelons-nous maintenant la condition pour la légitimité de la construction graphique : c'était que H_c soit très petit vis-à-vis de NI ; cela se traduit sur la figure par une droite DG très rapprochée de $D'D$. Il est visible dans ces circonstances que des écarts de la proportionnalité entre H_c et I , lesquels entraînent graphiquement des variations de l'angle $D'DG$ (très petites naturellement, puisque l'angle lui-même est toujours très petit), deviennent indifférents et que le raisonnement appliqué avec rigueur au cas particulier qui précède devient généralement valable avec une grande approximation, *quelle que soit la relation entre N et la température.*

Reste à examiner le degré d'approximation auquel se vérifie sur des cas concrets l'hypothèse qui vient d'être rappelée, soit $\frac{NI}{H_c}$ petit. Prenons l'exemple du fer, lequel est le mieux connu sous ce rapport; on a :

$$I = 1.750, \quad H_c \sim 1,5, \quad NI \sim 120.$$

H_c est donc un peu plus de 1 0/0 de NI . La droite DC viendrait dans ce cas couper $F'F'$ à 0^{mm},6 de O sur un cercle de 50 millimètres de rayon! — Les renseignements sur le nickel sont moins complets; on peut déduire de ceux que l'on a que la proportion ne serait pas notablement différente.

On peut donc dire, en général, que les conditions sont réalisées avec une grande approximation; remarquons de plus, maintenant, qu'il serait déjà suffisant qu'elles le fussent *très grossièrement*, car nous savons déjà que la loi de variation du champ coercitif ne s'écarte pas beaucoup de celle de I ; et les deux causes se multiplient en quelque sorte l'une par l'autre pour légitimer la manière utilisée de raisonner.

Nous pouvons donc énoncer cette fois sans restriction le théorème du paragraphe précédent en le modifiant ainsi qu'il suit :

Le rapport de l'hystérèse tournante à l'hystérèse alternative est indépendant de la température pour des valeurs extrêmes du champ modifiées dans le rapport $\left(\frac{N_t I_t}{NI}\right)$.

On peut dire d'une façon générale que le *champ homologue* à t' d'un champ H_0 est :

$$H_t = H_0 \cdot \frac{N_t I_t}{N_0 I_0}.$$

Si l'on pouvait connaître exactement les séries de champs homologues et en même temps la loi $I = f(t)$, le principe ci-dessus donnerait un moyen indirect de se renseigner sur la manière dont N se comporte vis-à-vis des variations de température. Et cela encore une fois, par l'intermédiaire d'un corps composé d'un enchevêtrement de cristaux. Malheureusement le champ à l'intérieur d'un disque et sa répartition ne sont pas connus avec une exactitude suffisante pour autoriser des conclusions dans ce sens de mes expériences.

On peut encore, si l'on veut, enfermer toutes les propositions établies dans les pages précédentes en trois formules : soient \mathfrak{I}_t , E_{at} , E_{tt} , l'aimantation, l'hystérèse alternative et l'hystérèse tournante à une température quelconque t et pour un champ quelconque H_t ; $\lambda(H)$, $\psi_1(H)$, $\psi_2(H)$ les fonctions qui les représentent en fonction du champ à une certaine température t^0 , on aura :

$$\begin{aligned} \mathfrak{I}_t &= I_t \cdot \lambda \left(\frac{N_0 I_0}{N_t I_t} \cdot H_t \right), \\ E_{at} &= I_t \cdot H_{ct} \cdot \psi_1 \left(\frac{N_0 I_0}{N_t I_t} \cdot H_t \right), \\ E_{tt} &= I_t \cdot H_{ct} \cdot \psi_2 \left(\frac{N_0 I_0}{N_t I_t} \cdot H_t \right). \end{aligned}$$

Ces formules expriment que par des changements appropriés d'unités pour les abscisses et les ordonnées et des changements très simples, on peut amener à coïncidence les courbes de toutes les températures avec celles d'une seule d'entre elles.

20. COMPARAISON AVEC L'EXPÉRIENCE. — a) *Les cycles limites.* — Les résultats d'observation rassemblés au chapitre III nous avaient montré déjà une bonne constance du rapport entre les maxima d'hystérèse alternative et tournante. — Il est évident sans nouvelle déduction que ces éléments magnétiques sont des homologues : il suffit de se rappeler une signification particulière des éléments homologues (fraction toujours la même de la valeur limite). C'est une première vérification de la théorie.

On a constaté également au chapitre III un fait de nature à fournir un argument précieux, quoique indirect, en faveur de la légitimité d'admettre $\frac{H_c}{N}$ négligeable par rapport à I : il s'agit du rapport en question pris à la même température pour les degrés de dureté si

différents que le champ coercitif y varie du simple au double, et c'est à peine si les expériences arrivent à déceler une variation de ce rapport. Il faut donc bien en conclure, puisque N est vraisemblablement resté le même que H_c , *joue dans la détermination de la position de la corde de renversement de I un rôle tout à fait subordonné.*

b) *Cas général.* — Il ne nous reste plus maintenant qu'à généraliser : il faudrait pour cela calculer pour de nombreux points sur les courbes $E = \psi(H)$ le rapport des ordonnées, puis le rapport des homologues et se rendre compte si l'on peut constater des variations systématiques. On peut opposer diverses objections à cette façon de procéder, ou plutôt elle se heurte à de sérieuses difficultés. D'abord elle exige la fixation exacte des points homologues sur les courbes expérimentales, opération déjà peu sûre en elle-même, puisqu'elle devrait s'appuyer sur les points spéciaux, tels que les cycles limites, dont une erreur accidentelle se répercuterait sur tous les autres; et puis les champs vrais à l'intérieur des disques sont nécessairement mal connus; pour la magnétite, ils sont même totalement inconnus, attendu que je n'ai pas déterminé son aimantation; enfin, du côté pratique, les opérations elles-mêmes sont fort longues. Pour ces raisons, j'ai préféré me servir d'une méthode de moyenne :

J'ai planimétré l'aire comprise entre chaque courbe et l'axe des abscisses; le rapport des deux aires donne le rapport des ordonnées moyennes correspondantes. Comme limites des surfaces du côté des abscisses croissantes, il suffit de prendre une série d'ordonnées homologues en se laissant guider pour leur choix par la plus ou moins grande sûreté de détermination. L'ordonnée du *point d'intersection* des courbes d'hystérèse alternative et tournante, c'est-à-dire le point où elles sont égales, convient particulièrement bien, sa détermination étant automatique à chaque température en même temps que très sûre grâce à l'angle voisin de 90° que font les deux courbes en ce point (Voir *fig. 10*).

Les planimétrages ont été effectués sur les courbes découlant aussi directement que possible de l'observation afin d'accumuler le moins possible d'erreurs : les abscisses étaient les intensités du courant d'aimantation et les ordonnées les lectures à l'échelle divisée de l'hystérésimètre débarrassées seulement de la correction nécessaire pour passer de la tangente à l'angle et du terme provenant des courants de Foucault. Ce procédé, où les abscisses sont proportionnelles aux *champs extérieurs*, n'autorise de conclusions sur le rapport des

ordonnées, au sens qui nous occupe, que si ces abscisses des points homologues ont la même *importance* relative à toutes les températures, soit si leur rapport à l'abscisse du point terminal (point d'intersection) reste le même; j'ai vérifié par un petit calcul qu'il en est ainsi à une précision supérieure à celle des expériences.

Je réunis les résultats dans le tableau VII.

TABLEAU VII. — Rapport des ordonnées moyennes des courbes d'hystérèse tournante et alternative (jusqu'au point d'intersection des deux courbes).

<i>t</i>	<i>Nickel.</i>		Rapport
	Aires. — Unités arbitraires		
	Tournante	Alternative	
21	2.337	1.571	1,487
107	1.439	0.969	1,486
212	0.770 ³	0.512	1,504
332	0.179	0.119	1,500
	<i>Magnétite.</i>		
18	2.680	1.746	1,536
200	1.827	1.197	1,527
350	0.925	0.602	1,537
500	0.257	0.169	1,520

L'écart maximum de la constante est de 1,2 0/0 pour le nickel, de 1,1 0/0 pour la magnétite. Lors de la discussion de la précision des observations, on avait conclu qu'ensuite des phénomènes parasites, il était impossible de ramener, de la détermination d'une courbe à l'autre, le corps à un état suffisamment identique pour que les grandeurs magnétiques se retrouvent à plus de 1 0/0 près, ce qui porte à 2 0/0 l'écart permis sur les rapports; on voit avec quelle fidélité la *constante demeure dans les limites des erreurs permises.*

D'un seul coup, ces planimétrages permettent de conclure pour *une infinité d'ordonnées*, toutes celles comprises entre l'origine et le point d'égalité des deux hystérèses; nous avons par là une confirmation de la théorie qu'on peut bien qualifier d'inattendue.

L'objection mathématique qu'on ne peut conclure des valeurs moyennes aux valeurs individuelles serait facilement levée en exécutant pour chaque température plusieurs planimétrages entre diverses limites.

La vérification expérimentale ci-dessus n'entraîne toutefois que la constance des rapports calculés pour des paires d'ordonnées à *abs-*

cisses égales. On se rendra très aisément compte que si la loi de la constance est vraie dans ce cas, elle l'est généralement pour deux ordonnées quelconques, à condition que leurs abscisses soient homologues ; il suffit, pour le prouver, de s'appuyer sur la définition des homologues, sous la forme particulière déjà rencontrée : « hystérèses qui sont les mêmes fractions des hystérèses limites » : Je ne reproduis pas ce petit calcul ici ; il se réduit à une simple combinaison des proportions.

c) *Quelques remarques*. — L'absence totale de *variation systématique* des rapports ci-dessus vient à l'appui de l'idée émise plus haut à propos de l'augmentation du rapport des maxima dans le voisinage du point de transformation ; là les champs d'observation étaient très différents tandis que les derniers rapports sont tous calculés pour abscisses égales, et en même temps toute irrégularité semble avoir disparu.

Remarquons encore que la valeur absolue des rapports ne semble comporter aucune interprétation simple, du fait déjà qu'ils ne s'appliquent pas au domaine total d'observation.

Il resterait encore des comparaisons intéressantes à faire en ne considérant plus le *champ inducteur*, mais l'*aimantation* comme variable.

Les courbes de la *fig. 9* construites avec l'aimantation en abscisses pourront servir à illustrer ce point de vue. On y remarquera aisément que le maximum d'hystérèse tournante, par exemple, se reproduit à peu près systématiquement pour une aimantation égale à la moitié de la valeur de saturation, ce qui correspond bien à la définition des homologues.

La symétrie des courbes fait bien ressortir que ce fait n'est pas isolé, et on trouverait aisément que la moitié du maximum d'hystérèse tournante correspond à deux aimantations, dont les rapports à la valeur de saturation sont approximativement constants. Autant en pourrait-on dire des courbes d'hystérèse alternative, bien que leur forme plus irrégulière mette moins visiblement ces propriétés en évidence.

Je ne veux pas insister plus sur ces points puisqu'aussi bien ils n'ajouteraient rien à la certitude ; le nombre des transformations du métal et le nombre des grandeurs observées sont encore de beaucoup augmentés pour atteindre l'aimantation ; par suite ces courbes sont des résultats beaucoup moins directs et moins sûrs de l'expérience que celles qui ont été planimétrées.

CHAPITRE V.

Résultats divers.

21. DONNÉES NUMÉRIQUES SUR LES OBSERVATIONS A TEMPÉRATURE CONSTANTE. — Je rassemble ici les tableaux d'ensemble des résultats d'observations sur le nickel et la magnétite; ils concernent les séries complètes à température constante et champ variable, qui ont été déjà à maintes reprises utilisées pour la discussion dans le cours du travail ⁽¹⁾.

TABLEAU VIII. — (Repr. par fig. 9).
Nickel, état doux.

a) $t = 21^\circ$				b) $t = 109^\circ$			
H	J	E_t	E_a	H	J	E_t	E_a
20,8	49,0	1.240	586	11,8	34,9	358	63
36,6	91,1	3.087	1.535	20,8	58,0	1.109	504
49,1	129,4	4.597	2.451	36,6	105,5	2.572	1.317
68,5	182,7	6.460	3.952	49,1	153,5	3.759	2.097
87,7	229,8	7.013	—	68,5	215,1	5.027	3.416
100,3	255,3	6.822	6.201	78,1	234,5	5.100	4.233
130,0	310,5	5.510	—	85,7	253,7	4.976	—
158,1	352,8	4.179	8.040	94,0	273,0	4.739	—
223,0	415,4	2.282	8.580	100,3	281,0	—	5.164
319,5	449,1	1.202	8.760	126,4	328,2	3.434	5.910
449,0	470,2	693	8.820	158,1	368,4	2.368	6.343
709,7	487,4	383	8.630	223,1	411,1	1.312	6.660
				319,5	438,7	726	6.805

c) $t = 212^\circ$				d) $t = 332^\circ$			
H ext ^r	J	E_t	E_a	H ext ^r	J	E_t	E_a
10,8	28,0	276	124	11,8	40,8	232	116
20,8	65,4	891	426	20,8	75,9	509	283
36,6	118,1	2.093	1.104	27,3	102,6	707	—
49,1	161,5	2.936	1.753	32,8	117,1	799	605
60,5	194,4	3.180	—	49,1	165,7	644	828
68,5	216,8	3.255	2.732	68,5	195,4	354	944
87,7	262,8	2.801	—	94,0	225,3	213	—
100,3	284,8	—	3.716	158,1	232,7	—	1.070
158,1	348,5	1.492	4.122	319,5	244,7	44	1.065
319,5	392,6	315	4.316	449,0	247,0	—	1.065
449,0	400,8	—	4.268				

(1) Quand il n'y a pas d'indications spéciales, les valeurs sont toujours données en unités C. G. S.

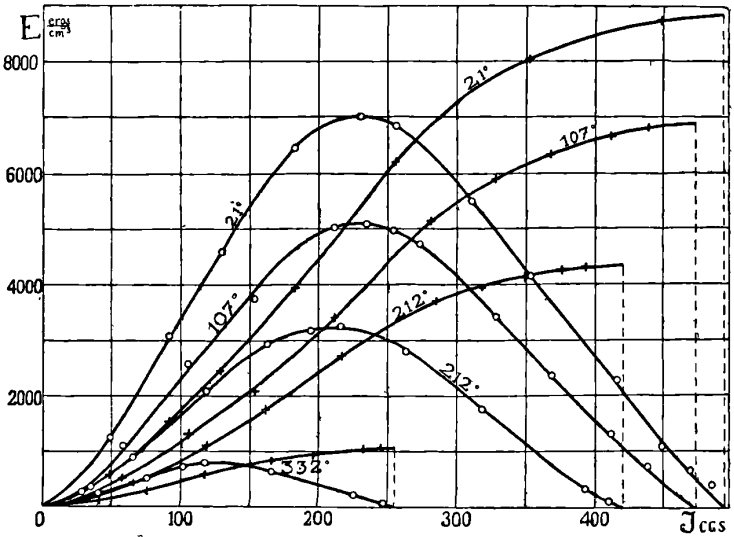


FIG. 9.

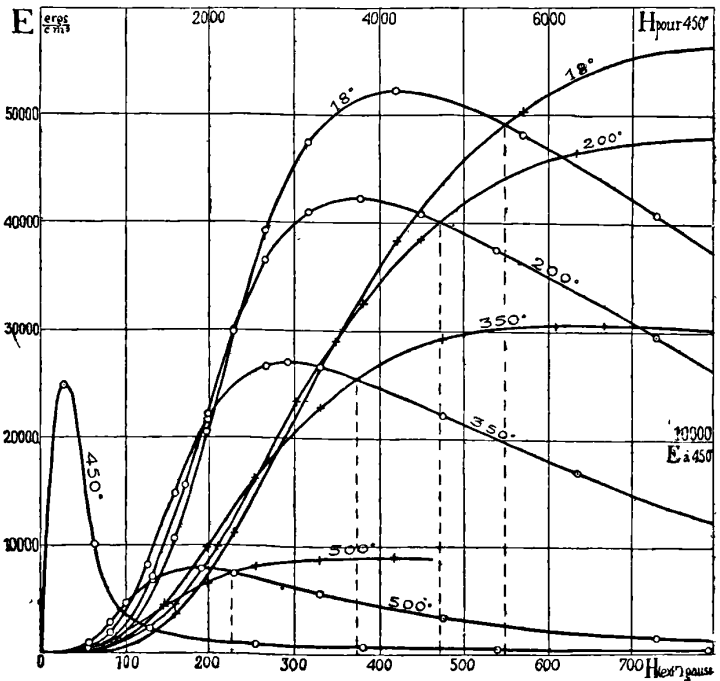


FIG. 10.

TABLEAU IX (Représenté par la figure 10).

Magnétite artificielle.

a) $t = 18^\circ$				b) $t = 200^\circ$			
H extr	E_r	H extr	E_a	H extr	E_r	H extr	E_a
158	10.630	158	3.630	87,6	1.720	87,6	770
197	20.560	197	7.140	132,8	7.260	158	4.460
229	29.820	229	11.130	171	15.530	210	9.980
268	39.190	352	29.060	197	22.180	255	16.230
319	47.370	426	38.330	229	29.940	307	23.410
426	52.130	577	50.340	268	36.450	383	32.500
577	48.100	741	55.780	319	40.930	456	38.460
741	40.810	1.292	53.000	381	42.150	642	46.460
969	31.100			456	40.780	826	47.890
1.292	20.940			546	37.560		
2.580	5.230			741	29.680		
				969	21.920		
				1.292	13.980		
				2.580	3.530		

c) $t = 350^\circ$				d) $t = 500^\circ$			
H extr	E_r	H extr	E_a	H extr	E_r	H extr	E_a
81,2	1.910	87,6	910	55,2	970	55,2	400
126	8.160	146	4.480	81,2	2.860	87,6	1.380
158	14.800	197	9.770	100	4.610	146	4.300
197	21.560	255	16.310	133	6.750	197	6.480
268	26.650	333	22.960	190	7.700	255	8.040
294	27.060	481	29.390	229	7.390	333	8.750
333	26.640	616	30.630	333	5.560	423	9.120
481	22.180	675	30.760	481	3.390		
642	16.990			741	1.380		
871	11.480			1.292	500		
1.292	5.750						
2.580	1.520						

Je consacrerai plus loin quelques pages à la question des champs intenses plus spécialement ; remarquons seulement ici la grandeur relative du rapport entre l'hystérèse tournante et l'hystérèse alternative dans les champs faibles ; ce résultat, déjà acquis par MM. Weiss et Planer, se trouve ici confirmé à nouveau, mais pour toutes les températures, de même que l'absence de constance de ce rapport pour différents champs à même température.

22. GRANDEURS MAGNÉTIQUES A CHAMP CONSTANT ET TEMPÉRATURE VARIABLE. — Les expérimentateurs qui ont entrepris des recherches

thermomagnétiques se sont en général servi de la représentation dont il est question dans ce paragraphe; elle considère H comme un paramètre arbitraire; ses courbes donnent les lois de variation de la grandeur magnétique Y (aimantation ou hystérèses), avec la température pour différents champs. Les courbes ainsi obtenues sont en général assez différentes les unes des autres, ce qui leur prête fréquemment une allure énigmatique.

J'ai montré au chapitre IV quelle grande simplification résulte de l'abandon délibéré de cette représentation et de son remplacement par l'expression de Y en fonction des champs homologues; le résultat peut en effet s'en résumer ainsi : *loi unique pour chacune des grandeurs Y si les homologues sont pris comme abscisses.*

Je vais dans le présent paragraphe envisager quelques conséquences de l'ancienne représentation pour les rattacher tout au moins qualitativement aux hypothèses théoriques, et aussi pour donner un trait d'union entre mes expériences et des travaux antérieurs.

On sait, depuis les recherches d'Hopkinson⁽¹⁾ et de P. Curie⁽²⁾ que dans des champs constants suffisamment faibles, l'aimantation peut parfaitement *croître avec la température* pour tomber ensuite rapidement à 0. Ce fait est immédiatement visible déjà dans la représentation $\mathfrak{J} = f(H)$ des courbes d'aimantation à différentes températures, lesquelles se coupent toutes mutuellement (*fig. 11*). Les mesures accessoires de l'aimantation du nickel que j'ai dû effectuer m'ont redonné des courbes de ce type (*fig. 11*). On exprime brièvement cette propriété en disant que *les corps ferro-magnétiques seaturent d'autant plus facilement que la température est plus élevée*⁽³⁾.

Mes expériences ont mis en évidence *la propriété absolument analogue pour les deux hystérèses*, tant pour le nickel que pour la magnétite. Il suffit, pour s'en convaincre, de jeter les yeux sur la *fig. 10*. Les courbes $E = f(H)$ du nickel (non reproduites ici) présentaient la même particularité, mais moins accentuée. La déduction

(1) HOPKINSON, *loc. cit.*

(2) PIERRE CURIE, *loc. cit.*

(3) Curie dit à ce propos : «... Ce dernier effet était très important dans les recherches de M. Hopkinson, qui a utilisé des champs peu intenses. Il est dû, je pense, en grande partie, à une action indirecte provenant de ce que les phénomènes d'hystérèse magnétique augmentent beaucoup quand la température s'abaisse. » Nous verrons dans les pages suivantes que c'est effectivement une conséquence directe de la diminution du champ coercitif avec l'augmentation des températures.

que l'on peut tirer de l'examen des courbes de la magnétite n'est toutefois pas rigoureuse *a priori*, car les abscisses sont les champs extérieurs, sans considération des effets démagnétisants; il est facile de voir que ceux-ci renforcent encore la légitimité de la conclusion.

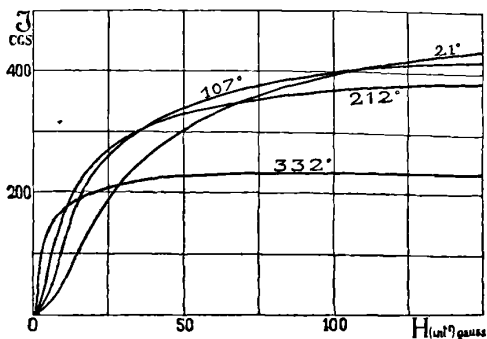


FIG. 11.

Nous allons maintenant esquisser une discussion théorique sommaire de ces effets. Comme nous n'avons à envisager ici les choses qu'à un point de vue en quelque sorte qualitatif, nous pourrions nous contenter d'une approximation et par conséquent faire des hypothèses simplificatrices. Il ne s'agit bien entendu que de champs relativement faibles, par conséquent I ne s'écartera jamais notablement dans chaque cristal de la direction de facile aimantation; nous basant sur cela, nous admettrons généralement que tous les cristaux ont non un plan magnétique mais un axe magnétique suivant lequel l'aimantation est toujours dirigée; pour la renverser, il faut surmonter un champ coercitif H_c et dépenser une énergie $2H_c I$; toutes les directions d'axes magnétiques sont également représentées dans le corps; nous supposerons enfin que le champ coercitif H_c varie comme l'intensité d'aimantation en posant $H_c = CI$.

Interprétons d'abord dans ces hypothèses l'explication de P. Curie reproduite en note, tout en la précisant: en chauffant à champ constant, l'aimantation I et le champ coercitif H_c diminuent; il en résulte, d'une part, une diminution de l'appoint que donne chaque cristal à l'aimantation résultante, d'autre part, une augmentation du nombre des cristaux intéressés; l'augmentation de l'aimantation globale δ se produira alors à partir du moment où le second phénomène compense et au delà le premier.

La possibilité physique à présent établie, nous pouvons nous demander plus précisément sous *quelles conditions* le phénomène est possible. Nous pouvons résoudre le problème à la fois pour les trois grandeurs δ , E_t et E_a ; la question de l'augmentation de chacune d'elles avec la température se réduit en somme à la discussion du signe des dérivées (partielles puisque champ constant) :

$$\frac{\partial \delta}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_t}{\partial t}, \quad \frac{\partial E_a}{\partial t}.$$

J'emprunte l'expression suivante de δ au mémoire (champ moléculaire, *loc. cit.*) de M. Weiss :

$$\delta = \frac{1}{2} \left[1 - \left(\frac{H_c}{H} \right)^2 \right].$$

Des intégrations très simples établissent de façon analogue :

$$E_t = 4H_c I \sqrt{1 - \left(\frac{H_c}{H} \right)^2},$$

$$E_a = 4H_c I \left[1 - \left(\frac{H_c}{H} \right)^2 \right];$$

H désignant dans ces trois expressions le champ au sommet du cycle.

Le calcul donne en tenant compte de $H_c = CI$:

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{3C^2 I^2}{H^2} \right) \frac{dI}{dt} > 0;$$

or $\frac{dI}{dt} < 0$, donc :

$$1 - \frac{3C^2 I^2}{H^2} = 1 - 3 \left(\frac{H_c}{H} \right)^2 < 0 \quad \text{ou} \quad H_3 < H_c \cdot \sqrt{3}.$$

On trouverait de même :

$$\frac{\partial E_t}{\partial t} = 4 \frac{2H_c - \frac{3H_c^3}{H^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{H_c}{H} \right)^2}} \frac{dI}{dt} > 0; \quad H_t < H_c \sqrt{\frac{3}{2}};$$

$$\frac{\partial E_a}{\partial t} = 4 \left(2H_c - 3 \frac{H_c^2}{H} \right) \frac{dI}{dt} > 0; \quad H_a < H_c \cdot \frac{3}{2}.$$

On voit par ces conditions que, dans les trois cas, l'image du corps ainsi constitué rend compte du phénomène. H_c désigne toujours

naturellement le champ coercitif à la température que l'on considère; la région d'observation se restreint donc de plus en plus à mesure que le corps est plus chaud, ce qui correspond parfaitement bien à l'observation.

Enfin on peut tirer de ce schéma théorique une dernière conséquence : on voit que

$$H_c \sqrt{3} > H_c \frac{2}{3} > H_c \sqrt{\frac{3}{2}} \quad \text{ou bien} \quad H_J > H_a > H_t.$$

Ce qui signifie que l'intervalle de champ où l'augmentation en question s'observera est plus grand pour l'aimantation que pour l'hystérèse alternative, et celui-ci plus grand à son tour que pour l'hystérèse tournante.

Pour l'aimantation, le nickel m'a montré que la règle se vérifie très bien; quant à $H_a < H_t$, les courbes de la *fig. 10* l'indiquent de façon si frappante que toute discussion est superflue.

23. SUR L'EFFET DE DIFFÉRENTES DURETÉS MAGNÉTIQUES. — La *fig. 12* résume les observations de l'hystérèse tournante et de l'ai-

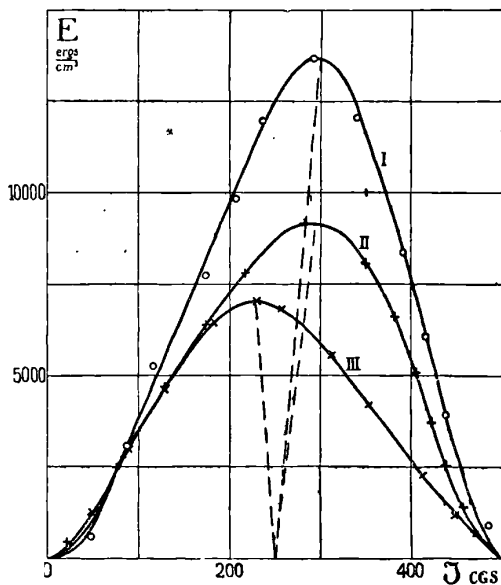


FIG. 12.

mantation du même échantillon de nickel à température ordinaire

mais à trois degrés différents de dureté (l'état le plus doux est celui du tableau VIII).

24. CHAMPS INTENSES. — a) *Disques horizontaux ; magnétite isotrope et magnétite cristallisée.* — La question de l'annulation de l'hystérèse tournante dans les champs très intenses est déjà résolue au moins pour le fer, le nickel et la pyrrhotine normale. Mes observations sur le nickel ne donnent aucune raison de douter de l'exactitude du fait. De même l'angle fini entre la courbe $E_r = f(\delta)$ et l'axe des δ à la saturation se retrouve (*fig. 9*) à toutes les températures, fait qu'avaient déjà signalé Weiss et Planer à la température ordinaire.

Comme exceptions au fait de l'annulation de l'hystérèse tournante, on connaît jusqu'à présent les pyrrhotines anormales et la magnétite cristallisée⁽¹⁾. Les trois échantillons que M. Quittner a étudiés, échantillons taillés tant parallèlement à la face du cube qu'à celle de l'octaèdre, ont accusé un maximum distinct d'hystérèse tournante, après quoi celle-ci semble tendre vers une valeur un peu plus faible jusqu'à 4 000 gauss, champ maximum atteint dans ses expériences.

Je fus passablement étonné lors de mes premières recherches sur la magnétite préparée artificiellement de constater, après le maximum, la décroissance aussi régulière de l'hystérèse que pour le fer et le nickel, dans des champs plus intenses toutefois.

Déjà, à température ordinaire, je pus assez facilement observer la magnétite dans des champs suffisamment élevés pour ramener l'hystérèse tournante à 3 0/0 de son maximum ; j'ai cependant pensé qu'il serait intéressant de pousser encore plus loin cette investigation et je l'ai fait à la température 450° ; d'une part, l'aimantation est réduite à peu près de moitié, donc les effets démagnétisants d'autant, les trépidations passablement diminuées et, d'autre part, la saturation est plus facilement accessible.

L'expérience qui, avec beaucoup de soin, a pu être étendue jusqu'à un champ extérieur de 9 000 gauss, a donné les résultats que représente la *fig. 10* (c. 450°). *L'approche de 0 devient extrêmement lente mais ne peut faire l'objet d'aucun doute* ; dans le champ maximum de 9 000 gauss, l'énergie d'hystérèse n'était plus que de 0,8 0/0 de son maximum. Partant de là, une estimation grossière conduit à

(1) V. QUITTNER, Thèse, Zürich, 1908, p. 81 et 87, aussi *Arch. Genève*, sept., oct., nov. 1908.

la conclusion que pour obtenir la réduction à 0 à 1 0/0 près du maximum à température ordinaire, il faudrait faire tourner un champ de 12 000 à 13 000 gauss! Ceci est en parfait accord avec la grande difficulté d'obtenir la saturation des corps ferromagnétiques qui a déjà été rencontrée occasionnellement et que font ressortir des expériences publiées récemment (1).

La non-annulation de l'hystérèse tournante n'est pas le seul contraste qui distingue la magnétite cristallisée de la magnétite artificielle : les ordres de grandeur de l'énergie dissipée sont essentiellement différents, comme nous allons le voir.

J'ai exécuté quelques expériences sommaires en reprenant d'abord les échantillons cristallins de M. Quittner dans des champs plus intenses, puis quelques autres dont l'un était suffisamment volumineux pour que j'aie pu le fondre au chalumeau, en tailler une plaque et l'observer dans ce nouvel état. Le tableau X donne le résumé de ces expériences.

TABLEAU X. — Hystérèse tournante de quelques échantillons au maximum et dans champs intenses.

Provenance	E_r maxim. ergs cm ³	Fraction du maxim. restant dans 8 000 gauss	Remarque
1° Traverselle (// octaèdre).	1.350	12 0 0	
2° id.	870	20	
3° Inconnue	9.500	4	
Plaques de V. Quittner			
4° // surface cube.....	3.500	35	Reste fixe à cette valeur
5° // octaèdre.....	2.500	44	
b) <i>Echantillons isotropes.</i>			
Echantillon 1° fondu.....	9.100	11 0/0	
Divers fragments fondus ensemble	21.000	7	
Artificielle.....	50.000	4	

Tous les échantillons de ce tableau à l'exception d'un seul n° 4, parallèle face du cube) montrent une *décroissance encore bien marquée* à la limite atteinte, de sorte qu'on peut présumer que l'annulation finale n'est qu'une question d'intensité de champ.

La *différence de dureté* d'un échantillon à l'autre est extrêmement

(1) *Arch. de Gen.*, février 1909.

frappante dans ce tableau : entre le minimum et le maximum, il y a un écart du même ordre que celui qui sépare les fers les plus doux des aciers à aimants permanents.

Ce qui est particulièrement intéressant, c'est que le record de l'ordre de grandeur est détenu sans contestation possible par la magnétite artificielle, celle justement à laquelle on est en droit d'attribuer le plus haut degré de pureté ! Ceci est à rapprocher du fait constaté par Gumlich que le fer extrêmement pur de Kreisler a un champ coercitif notablement plus grand et est par suite techniquement inférieur à certains fers doux où la proportion de métaux étrangers atteint les millièmes ; à rapprocher aussi les propriétés des alliages de Heussler.

La fusion d'un échantillon cristallin a accru son hystérèse dans le rapport de 1 à 7 et il conserve approximativement le même résidu relatif dans un champ intense. Cette valeur systématiquement grande du champ coercitif des magnétites isotropes est-elle due en partie à l'action mutuelle des cristaux ou à d'autres causes ? Il me semble encore impossible de se prononcer à cet égard.

b) *Disques verticaux ; hystérèse elliptique.* — Dans les champs très intenses nécessaires pour saturer les substances, l'aimantation doit commencer à s'écarter d'une double droite pour décrire grossièrement une ellipse de moins en moins allongée. Il y a peut-être intérêt à discuter à ce propos cette conception vague de l'hystérèse elliptique, dont je me suis servi déjà pour simplifier l'exposition. On peut en effet comprendre sous ce mot deux phénomènes différents : est-ce de l'énergie dissipée lorsque le champ inducteur décrit une ellipse ou bien lorsque l'aimantation au contraire décrit cette courbe qu'il s'agit ? Ceci reste une question à trancher arbitrairement, mais il est bien clair que les deux cas ne sont pas identiques, grâce à la très grande variabilité de la susceptibilité ferro-magnétique : un champ elliptique n'induit pas du tout une aimantation elliptique et réciproquement.

Comment au surplus réaliser expérimentalement ces deux cas ? — Sans doute, le premier est encore approximativement accessible, en fixant par exemple dans un champ tournant un disque extrêmement mince oblique par rapport aux lignes de force. Mais la production de l'aimantation elliptique semble bien malaisée ; ce n'est en tout cas pas en faisant agir un champ circulaire sur un ellipsoïde qu'on l'obtiendrait (toujours ensuite de la non-constance de la susceptibilité).

Remarquons enfin que le plus facilement observable, le champ elliptique, ne serait guère susceptible d'ajouter des renseignements bien nouveaux, au moins si l'on se place au point de vue théorique exposé dans le cours du travail ; le champ tournant en effet se comporte déjà elliptiquement pour la plupart des cristaux élémentaires. Cela étant, j'estime qu'il y aurait peu d'intérêt à entreprendre des recherches dans ce sens.

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES DÉTECTEURS A CONTACTS SOLIDES (1) ;

Par M. C. TISSOT.

On sait que l'on se sert avec succès depuis un certain temps, dans les réceptions radiotélégraphiques de détecteurs à contacts solides que l'on associe à un téléphone. Ces détecteurs, dont la sensibilité est parfois supérieure à celle des meilleurs électrolytiques, peuvent être généralement employés sans source auxiliaire, ce qui en rend le montage particulièrement simple.

Le phénomène qui prend naissance dans ces détecteurs sous l'effet des oscillations et qui permet la réception des signaux au son a donné lieu à des interprétations bien distinctes. Tandis que certains expérimentateurs attribuaient à ce phénomène un caractère purement thermo-électrique, d'autres expérimentateurs l'expliquaient par une *conductibilité unilatérale* de la substance même, ou par un phénomène de *polarisation* analogue à celui qui se produit dans le détecteur électrolytique, et rejetaient toute interprétation thermo-électrique. Ces assertions me paraissent l'une et l'autre trop absolues si on les applique à tous les détecteurs à contacts solides sans exception. Les expériences que je poursuis depuis un an m'ont conduit à admettre qu'il existe en réalité deux catégories distinctes de détecteurs solides : les détecteurs thermo-électriques et les détecteurs à effet *apparent* de soupape.

Les détecteurs que j'ai signalés à diverses reprises comme justifiables de l'interprétation thermo-électrique présentent un ensemble de caractères qui les différencient nettement des autres.

Pour ne citer que les plus saillants, j'indiquerai : 1° le fait que la sensibilité y est liée essentiellement à la valeur du *po voir thermo-*

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 18 mars 1910.

électrique du contact et à la forme même de ce contact. Même avec des substances convenablement choisies dans la chaîne thermo-électrique, le détecteur n'est sensible que si le contact a lieu par une pointe ou une arête vive; 2° le fait que l'application d'une f. é. m. auxiliaire, quelqu'en soit le sens, amène toujours une diminution de la sensibilité; 3° le fait que le *sens* du courant, qui prend naissance lors du passage des oscillations dans le détecteur, dépend du signe du pouvoir thermo-électrique du contact et peut, par suite, être prévu *a priori*.

On obtient notamment des courants de sens opposés selon que l'on intercale dans le circuit de réception un contact métal-tellure, ou un contact métal-chalcopryrite, c'est-à-dire que l'on associe un métal (qui occupe en général le milieu de la chaîne thermo-électrique) à des corps qui en occupent les extrémités *opposées*.

Dans les détecteurs de l'autre catégorie, on ne rencontre rien d'analogue.

1° La sensibilité n'est nullement en rapport avec la valeur du pouvoir thermo-électrique du contact, et ces détecteurs sont souvent constitués avec des substances dont les pouvoirs thermo-électriques ne sont pas exceptionnellement élevés; 2° la forme du contact est généralement indifférente, au point que l'on peut obtenir des détecteurs très sensibles en prenant de larges plaques polies comprises entre des disques métalliques plans; 3° l'application d'une f. é. m. auxiliaire de *sens convenable* augmente toujours la sensibilité du détecteur: cette sensibilité passe par un maximum pour une certaine valeur de la f. é. m. appliquée.

Comme types de détecteurs de la première catégorie, je citerai les contacts métal-sulfure de cuivre; métal-tellure; métal-bioxyde de manganèse.

Comme types de la seconde, je prendrai le *Périkon* de Pickard (zincite-chalcopryrite); les contacts métal-molybdénite et métal-carborundum.

Caractéristique. — Tous ces détecteurs de la seconde catégorie présentent un caractère commun: si on les intercale dans un circuit qui comprend une f. é. m. constante, l'inversion du signe de la f. é. m. donne naissance à des courants de sens opposés de valeurs généralement très inégales.

C'est le fait expérimental qu'ont traduit certains expérimentateurs en parlant de *conductibilité unilatérale*; nous reviendrons

ultérieurement sur cette notion. En fait, ces contacts se comportent comme des conducteurs qui ne suivent pas la loi d'Ohm.

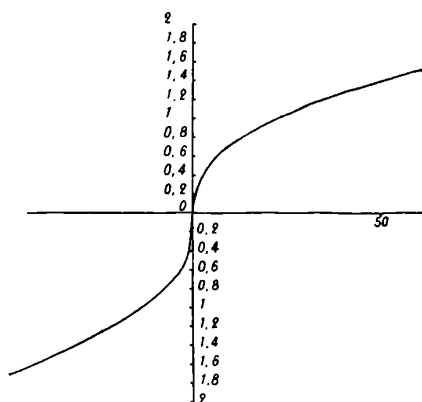
Si l'on applique à l'un de ces contacts une force électromotrice croissante et que l'on trace une courbe en portant en ordonnées les valeurs de la force électromotrice appliquée, et en abscisses les valeurs correspondantes du courant, on obtient une *caractéristique* dont l'allure générale est toujours la même (que l'on prenne le contact sous la forme pointe sur plan, arête sur plan, ou plan sur plan).

C'est une courbe qui se compose de deux branches hyperboliques toujours dissymétriques, et dont les courbures sont de sens contraires ; elle présente en général deux sommets où le rayon de courbure varie d'une manière plus ou moins brusque en passant par un minimum et un point d'inflexion au voisinage de l'origine.

Voici — à titre d'exemples — quelques caractéristiques relevées avec divers contacts.

N° 1. — FRAGMENT DE CARBORUNDUM ENTRE DISQUES DE LAITON.

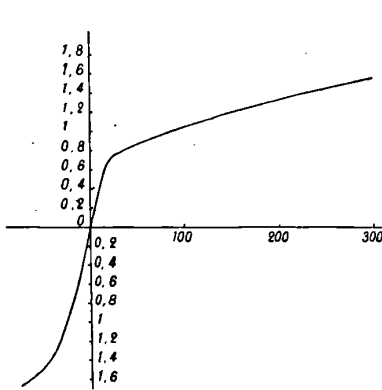
Force électromotrice appliquée	Courant en 10^{-6} ampère	
	(+)	(-)
0 ^v ,2	2	2
0 ^v ,4	5	5
0 ^v ,6	12	10
0 ^v ,8	28	25
1 ^v	52	48
1 ^v ,2	96	90
1 ^v ,4	160	135
1 ^v ,6	245	190
1 ^v ,8	350	260



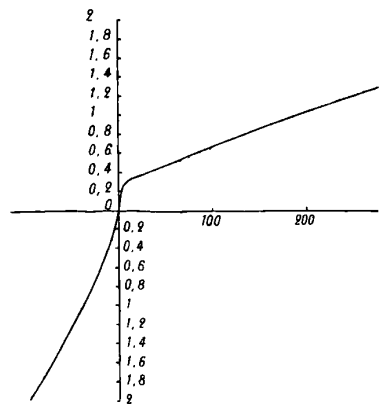
N° 1.

N° 2. — POINTE DE CUIVRE SUR PLAN DE MOLYBDÉNITE.

Force électromotrice appliquée	Courant en 10^{-6} ampère	
0 ^v ,2	0,5	0,5
0 ^v ,4	2	2
0 ^v ,6	10	4
0 ^v ,8	34	6
1 ^v	65	8
1 ^v ,2	100	11
1 ^v ,4	140	15
1 ^v ,6	180	20



N° 2.



N° 3.

N° 3. — ZINCITE-CHALCOPYRITE (Périkon).

Force électromotrice appliquée	Courant en 10^{-6} ampère	
	(+)	(-)
0 ^v ,2	3	2
0 ^v ,4	38	10
0 ^v ,6	80	19
0 ^v ,8	130	30
1 ^v	185	38
1 ^v ,2	248	50
1 ^v ,4	310	60
1 ^v ,6	370	70

On voit que la dissymétrie est souvent notable. Avec le contact n° 2 (pointe de métal — (molybdénite, sous un voltage de 1,4, le cou-

rant a une valeur près de 10 fois plus forte dans un sens que dans l'autre. Cette dissymétrie est parfois encore plus accusée.

Indépendamment de toute théorie, le fait que ces contacts n'obéissent pas à la loi d'Ohm suffit à lui seul à donner une explication simple du phénomène de la réception *au son*, c'est-à-dire de la production d'un courant *continu*, lorsqu'ils se trouvent soumis à l'action d'un courant *oscillatoire*.

La forme de la caractéristique peut être traduite en représentant l'intensité du courant dans le contact par une fonction croissante de la force électromotrice appliquée :

$$I = f(E) = aE + bE^2 + \dots$$

Si cette force électromotrice est oscillatoire — supposons-la simplement périodique, de la forme $E = E_0 \sin \omega t$ l'intensité *moyenne* du courant pendant la durée d'une période prend une valeur :

$$I_m = \frac{1}{T} \int_0^T f(E) dt = \frac{1}{T} \int_0^T aE_0 \sin \omega t dt + \frac{1}{T} \int_0^T bE_0^2 \sin^2 \omega t dt + \dots$$

ou,

$$I_m = \frac{1}{2} bE_0^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{3}{4} aE_0^4 + \dots$$

et se trouve représentée par une fonction paire de l'amplitude. Le courant *alternatif* donne donc naissance à un courant *continu*, c'est-à-dire qu'il se produit une *rectification* apparente du courant oscillatoire auquel est soumis le contact.

Cette *rectification* peut être plus ou moins parfaite, et la sensibilité du contact employé comme détecteur peut être plus ou moins grande, selon la *forme* de la caractéristique et la région utilisée de cette caractéristique.

Il est facile de prévoir comment variera la sensibilité avec la forme de la courbe.

Si la force électromotrice appliquée E oscille entre $E + \Delta E$ et $E - \Delta E$, l'intensité moyenne I_m aura pour valeur :

$$I_m = \frac{1}{2} [f(E + \Delta E) + f(E - \Delta E)] = I + \frac{1}{2} f'' E \overline{\Delta E^2}.$$

Et les valeurs le plus grandes de l'intensité moyenne, c'est-à-dire de l'effet *rectifiant* (ou de l'effet à la *réception* pour un détecteur) de-

ront correspondre aux points de la caractéristique pour lesquels $f''(E)$ passe par un maximum : ce sont dans le cas présent les régions voisines du minimum du rayon de courbure, c'est-à-dire des *sommets* de la caractéristique.

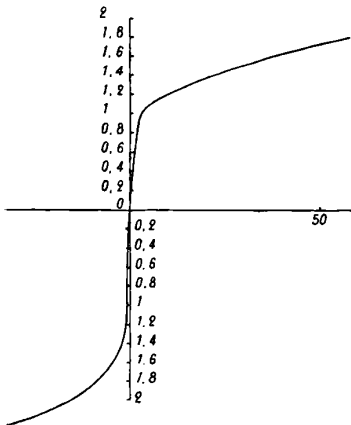
L'expérience confirme ces prévisions :

Elle montre que la sensibilité du détecteur passe bien par un *maximum* au voisinage des *sommets* de la caractéristique, par un *minimum* au point d'inflexion (minimum sensiblement nul), et qu'elle va en décroissant d'une manière plus ou moins rapide quand on s'éloigne des sommets vers les branches asymptotiques. Ces vérifications peuvent être opérées aisément en recevant *au son* des séries d'émission bien constantes.

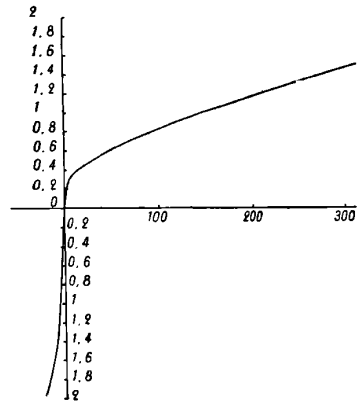
On les effectue d'une manière plus précise en substituant au récepteur téléphonique dans le circuit de résonance un galvanomètre sensible qui permet d'obtenir des évaluations *quantitatives*.

Il est facile de comparer ainsi, soit les sensibilités d'un même contact sous différents régimes, soit les sensibilités de contacts différents.

C'est ainsi qu'ont été obtenus les résultats suivants.



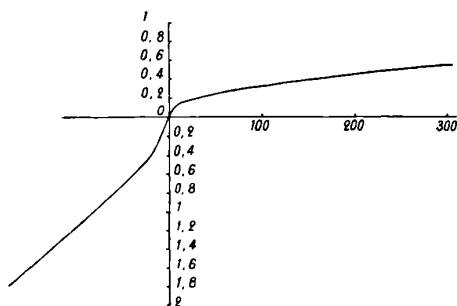
N° 4.



N° 5.

Le contact (carborundum-acier), qui donne la caractéristique n° 4 présente deux maxima de sensibilité, l'un pour $+1^{\circ},30$, l'autre pour $-1^{\circ},70$ (les signes $+$ et $-$ indiquant que la f. é. m. appliquée est de sens opposé), et un minimum sensiblement nul quand il n'y a pas de f. é. m. appliquée.

De même, les contacts que donnent les caractéristiques n° 5 (molybdénite-cuivre) et n° 6 (zincite-sulfure de cuivre) présentent, employés comme détecteurs, des maxima de sensibilité très marqués, le premier pour une f. é. appliquée de $+ 0^{\circ},30$, le second pour une f. é. m. appliquée de $+ 0^{\circ},15$.



N° 6.

On trouve enfin un minimum de sensibilité très nette pour un voltage de $+ 0^{\circ},20$ avec le contact (molybdénite-cuivre) — qui donne la caractéristique n° 7.

Les courbes montrent que ces maxima correspondent bien aux sommets respectifs des caractéristiques.

Influence de la pression. — Toutes les circonstances qui modifient les propriétés du contact sont traduites par des modifications importantes de la forme de la caractéristique.

J'ai étudié plus particulièrement à ce point de vue l'influence de la *pression* exercée sur le contact, et celle de la *température*.

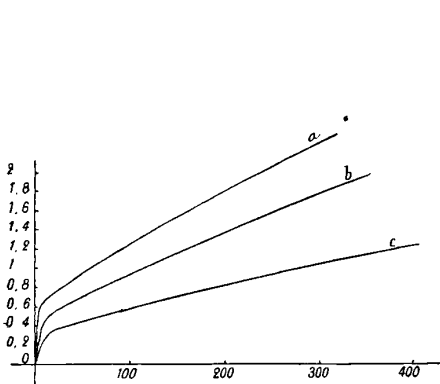
L'accroissement de pression se traduit sur la caractéristique ainsi que le montrent les courbes n° 8, n° 9 et n° 10 :

- 1° Par l'accroissement de l'inclinaison de la tangente à l'origine ;
- 2° Par le rapprochement des sommets de l'axe des abscisses ;
- 3° Par l'accroissement plus ou moins considérable du rayon de courbure au sommet.

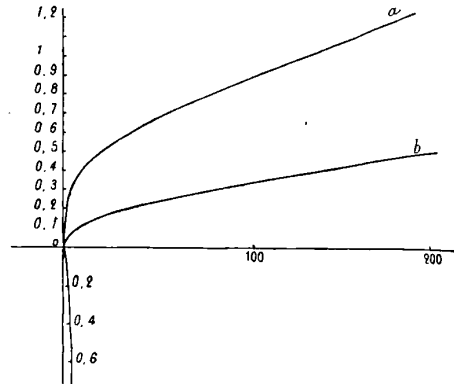
Il en résulte *en général* une diminution de la sensibilité. C'est ce qui se produit notamment avec le contact n° 10 (molybdénite-laiton) où le coude du sommet devient de moins en moins accentué à mesure que la pression augmente.

En revanche, il arrive souvent que le fonctionnement du contact

comme détecteur se trouve amélioré par un accroissement modéré de pression quand on l'emploie *sans source auxiliaire*, à cause du rapprochement du sommet de la caractéristique de l'axe des abscisses.

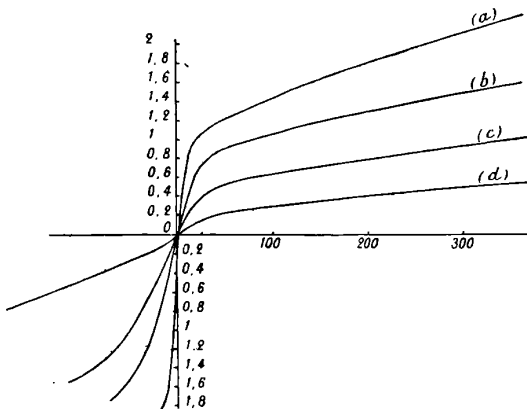


N° 8.



N° 9.

Les caractéristiques n° 8 (oxyde de zinc fondu-laiton), et n° 9 (zincite-chalcosine), montrent comment se déplace le sommet quand la pression va en augmentant (de la courbe *a* à la courbe *c*).



N° 10.

Le maximum de sensibilité se déplace en même temps. On constate par exemple, pour les courbes n° 8, que ce maximum, qui se

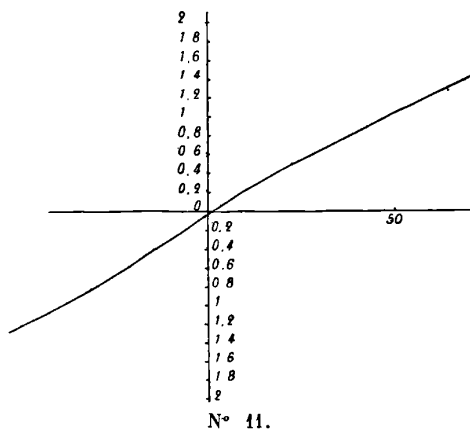
produit pour une f. é. m., appliquée de 0^r,60 (courbe *a*), n'a plus lieu que pour 0^r,40 (courbe *b*) et pour 0^r,25 (courbe *c*).

L'effet est encore plus marqué avec le contact (zincite-chalcosine) qui donne les courbes n° 9. Le sommet se trouvant reporté par l'augmentation de pression tout près de l'origine, le maximum de sensibilité se produit alors quand le contact est employé sans source auxiliaire.

On peut remarquer en outre, dans le cas présent, que la pression n'a pas sensiblement modifié la courbure au sommet ; l'effet de l'accroissement de pression se traduit donc ici par une amélioration des qualités du contact en tant que détecteur.

La déformation de la caractéristique se produit dans le même sens pour toutes les substances et toutes les formes de contact (pointe sur plan, arête sur plan, ou plan sur plan).

Quand la pression augmente, la région à inflexion tend toujours en définitive à s'atténuer de plus en plus, de sorte que, pour une pression suffisante (plus ou moins forte, selon la nature du contact). la caractéristique finit par se confondre sensiblement avec une droite. Les courbes n° 10 et n° 11, qui se rapportent à un même échantillon de molybdénite serré entre pinces de laiton, montrent comment se



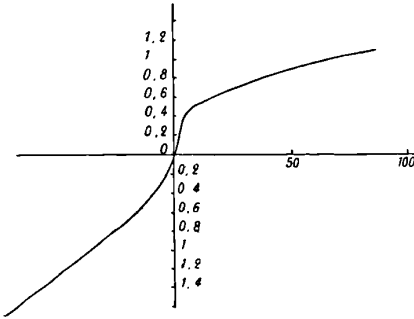
produit la déformation progressive de la caractéristique. Quand elle se confond avec une droite, le contact suit la loi d'Ohm et l'expérience montre que la sensibilité du détecteur devient *nulle*.

Les fortes pressions qu'il faut pour obtenir ce résultat ne peuvent

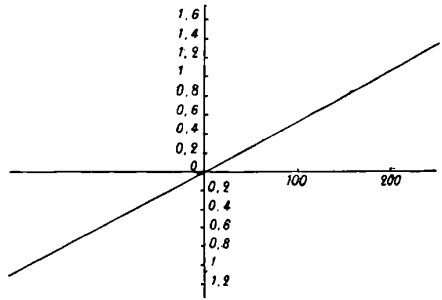
en général être réalisées avec des contacts qui présentent des points ou des arêtes vives, car les substances se trouvent écrasées avant que la pression n'atteigne la valeur voulue. Pour les obtenir, il convient de prendre les substances sous forme de lames ou de plaques polies que l'on serre fortement entre des mâchoires métalliques, ou que l'on comprime entre deux disques plans.

Influence de la température. — Quand on chauffe un contact, la caractéristique se déforme, et cette déformation se produit dans le même sens que par l'accroissement de la pression. Une élévation de température modérée provoque en général une déformation plus complète qu'une pression même énergique.

Un fragment de molybdénite serré entre pinces de laiton a donné à 20° la caractéristique n° 12 et, à 100°, la courbe n° 13, c'est-à-dire une droite.



N° 12.



N° 13.

L'observation directe montre d'autre part que la sensibilité de tous ces contacts va toujours en diminuant quand la température augmente, pour s'annuler lorsqu'elle atteint une certaine valeur. Le fait est des plus frappants avec un contact (zincite-mercure) ou molybdénite-mercure. Ces contacts présentent une grande dissymétrie. On les obtient en immergeant de plusieurs millimètres dans du mercure un fragment de zincite bien poli ou une lame de molybdénite (1)

Quand on élève la température du contact, la dissymétrie s'atté-

(1) La lame de zincite ou de molybdénite métallisée à l'une des extrémités où elle est saisie par une pince est immergée à l'autre extrémité dans du mercure très propre contenu dans un godet de fer qui constitue la seconde électrode.

nue rapidement pour reparaître intégralement à la température primitive, si l'élévation de température n'a pas été trop considérable.

Dans le cas contraire, la dissymétrie disparaît complètement *pour ne plus reparaître* après refroidissement.

Cohération. — L'effet produit par une élévation suffisante de température doit être considéré comme une véritable *cohération*. On obtient un effet tout à fait analogue quand on fait éclater une étincelle au voisinage d'un contact solide ou, plus généralement, qu'on le soumet à l'action d'une oscillation énergétique.

Pour rétablir la dissymétrie détruite (c'est-à-dire la faculté de *rectification*), il faut soumettre le détecteur à un choc plus ou moins violent ou, parfois même, séparer complètement les corps en contact⁽¹⁾. Les contacts de la seconde catégorie sont donc susceptibles de se comporter comme de véritables *cohéreurs*.

Interprétation des phénomènes. — Bien que les pouvoirs thermo-électriques des substances capables de constituer des détecteurs de la seconde catégorie aient toujours des valeurs notables, ils ne paraissent pas en général *exceptionnellement* élevés.

Nous avons étudié à ce point de vue ces diverses substances⁽²⁾.

Voici à titre d'exemple quelques-unes des valeurs obtenues. On doit les considérer seulement en tant *qu'ordre de grandeur*, car ces valeurs sont très variables avec les échantillons.

POUVOIRS THERMO-ÉLECTRIQUES EN MICROVOLTS A 20° (rapportés à l'étain)

Chalcopirite.....	— 380
Bioxyde de manganèse ...	— 260
Zincite.....	— 65
Oxyde de zinc fondu.....	— 50
Molybdénite.....	+ 130
Molybdénite.....	+ 85
Chalcosine.....	+ 250
Sulfure de cuivre.....	+ 270

(1) Le fait est bien connu des praticiens qui se servent de contacts solides comme détecteurs dans les postes de T. S. F. Pour éviter une cohération fortuite pendant l'émission des signaux dans le poste même, il convient de protéger le détecteur en le mettant en *court-circuit*, ou mieux, en l'enfermant dans une enveloppe métallique complètement close.

(2) La substance est prise sous forme de plaque épaisse à faces parallèles bien dressées. L'une des faces repose sur la paroi plane d'une boîte métallique dans laquelle circule un courant d'eau et conserve une température constante. Sur l'autre face repose une électrode cylindrique métallique dont on élève la tempé-

Ainsi, ni la molybdénite ni surtout la zincite, qui sont pourtant susceptibles de fonctionner comme détecteurs des *plus sensibles* ne présentent de pouvoirs thermo-électriques comparables à ceux de la chalcopryrite et du sulfure de cuivre, qui constituent des détecteurs *moins sensibles* vraisemblablement justiciables de l'interprétation thermo-électrique (1).

En tous cas, il n'y a pas de relation définie entre le sens du courant *redressé* qui prend naissance dans un contact de la seconde catégorie sous l'action d'un courant oscillatoire, et le signe de la force électromotrice thermo-électrique. Il résulte, par exemple, des observations de Pierce sur la molybdénite que le sens du courant *rectifié* et celui du courant thermo-électrique sont souvent *opposés*, soit que l'on opère en échauffant le contact par-dessus ou par-dessous. Nous avons fait des constatations analogues avec la zincite et l'oxyde de zinc fondu.

L'interprétation thermo-électrique des phénomènes doit certainement être rejetée pour les contacts de la seconde catégorie. La dissymétrie du courant n'est d'ailleurs nullement liée à la forme du contact. On obtient des caractéristiques tout à fait analogues et des détecteurs de sensibilité identique en prenant pour contact une pointe aiguë, une pointe mousse ou une surface plane d'aire notable. On a signalé plus haut le fait que l'on peut réaliser un contact très sensible et à dissymétrie accentuée en faisant plonger de plusieurs millimètres dans un bain de mercure un fragment poli de zincite serré dans une pince métallique.

La propriété d'un contact n'est liée non plus ni à la *structure cristalline* de la substance utilisée, ni à l'*orientation* du cristal. On obtient des contacts tout aussi sensibles en utilisant les fragments de zincite, de molybdénite ou de carborundum, perpendiculairement ou parallèlement au clivage. Enfin, l'oxyde de zinc *fondu*, que l'on peut obtenir en fondant du blanc de zinc au four électrique, permet de constituer avec une substance homogène des contacts tout à fait analogues à ceux que l'on obtient avec la zincite.

rature en faisant passer un courant dans un fil de ferro-nickel enrobé dans un manchon d'amiante qui entoure l'électrode. Le contact même est constitué par un grain de soudure dans lequel est encastré un élément fer-constantan que l'on étalonne au préalable.

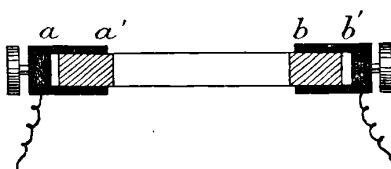
(1) Pierce a observé toutefois que certains échantillons de molybdénite ont un pouvoir thermo-électrique du même ordre de grandeur que celui de la chalcopryrite.

M. Brenot a cru observer qu'il y avait production spontanée d'un courant quand on relie aux bornes d'un galvanomètre les électrodes d'un détecteur à contacts solides, et a assimilé un pareil contact à une *pile sèche*. Nous n'avons jamais observé un tel effet en l'absence d'inégalités de température dans le circuit. Nous n'avons jamais observé non plus le moindre courant secondaire en reliant rapidement les électrodes d'un contact de la deuxième catégorie aux bornes d'un galvanomètre après l'avoir soumis pendant un temps plus ou moins long à l'action d'une force électromotrice extérieure. Il ne paraît donc se produire rien d'analogue à un phénomène de polarisation électrolytique.

D'ailleurs, l'effet se produit uniquement au *contact*. On a vu que l'on atténue les phénomènes de dissymétrie par un accroissement de la pression exercée sur le contact. On peut obtenir le même résultat par un moyen en apparence tout différent.

Il suffit généralement d'enrober les fragments des substances essayées de part et d'autre dans une bonne soudure — l'alliage de l'Arcet est alors d'un emploi particulièrement avantageux — pour réduire beaucoup ces phénomènes de dissymétrie. En métallisant la surface des substances par cuivrage galvanique, on arrive à les faire disparaître complètement.

Un fragment de zincite ou de molybdénite taillé en forme de lame allongée, et métallisé en aa' et bb' , où il est serré dans deux prises de courant, se comporte comme un conducteur ordinaire et suit la loi d'Ohm quand on l'intercale dans un circuit.



La notion de *conductibilité unilatérale* ne répond donc à aucune réalité expérimentale et ne doit pas être conservée. La métallisation d'une seule des extrémités donne un moyen commode d'éliminer l'un des deux effets de contact qui se produisent nécessairement quand on intercale sans précaution spéciale les substances considérées dans un circuit. C'est ainsi qu'étaient généralement disposés

les contacts qui ont servi au tracé des caractéristiques données plus haut.

Ainsi, il ne paraît possible d'interpréter les phénomènes, ni par un effet thermo-électrique, ni par une polarisation électrolytique, ni par une propriété spécifique intéressant la masse même de la substance.

L'ensemble des observations conduit plutôt à rapprocher les phénomènes de ceux que M. Blanc a rencontrés dans l'étude des contacts imparfaits.

On y retrouve la même diminution de résistance avec le courant et, dans plusieurs cas, la même influence du temps.

Quand on applique à un contact de la deuxième catégorie une force électromotrice déterminée, le courant prend en général, sinon instantanément, du moins au bout d'un temps très court, une valeur parfaitement fixe.

Il arrive parfois cependant que le courant continue à varier pendant un temps appréciable, cette variation étant d'ailleurs toujours une augmentation dans le sens où l'intensité a les plus grandes valeurs. Il en résulte en particulier que, lorsqu'on parcourt rapidement la caractéristique, les valeurs du courant à voltage décroissant sont toujours un peu plus grandes qu'à voltages croissants.

La valeur limite du courant est généralement atteinte au bout de une à deux minutes⁽¹⁾ et diffère peu de la valeur finale.

Les caractères de la variation de la résistance présentent une telle analogie avec les phénomènes que présentent les contacts métalliques imparfaits (cohérents proprement dits) antérieurement à toute cohérence, qu'il paraît légitime de les interpréter de la même manière, c'est-à-dire par une théorie électronique.

L'analogie devient encore plus étroite quand on tient compte du fait de la cohérence complète de ces contacts solides sous l'influence d'oscillations énergiques.

L'influence de la pression et de la température s'expliqueraient alors comme dans la théorie de M. Blanc.

Seulement ici, en raison du peu de propension des substances

(1) Avec la *psilomélane* en contact avec un métal — contact qui présente d'ailleurs une sensibilité médiocre — le phénomène est beaucoup plus accentué. La résistance diminue d'abord rapidement, puis de moins en moins vite en tendant vers une valeur limite, qui n'est guère atteinte qu'au bout d'une trentaine de minutes.

considérées à la pénétration des couches superficielles par diffusion moléculaire, les contacts demeureraient en général *auto-décohérents*.

Resterait toutefois à expliquer le fait singulier de la dissymétrie, souvent considérable, du courant.

Il faut supposer que les électrons franchissent plus aisément la couche de passage dans un sens que dans l'autre. Dans le cas de l'oxyde de zinc en contact avec un métal, qu'ils passent plus facilement du métal à l'oxyde que de l'oxyde au métal.

De pareils cas de dissymétrie ne paraissent pas limités aux substances qui ont été signalées jusqu'ici comme contacts de la deuxième catégorie, et on peut les faire apparaître avec nombre de contacts imparfaits. On obtient, par exemple, une dissymétrie souvent très prononcée avec un contact constitué par un filament de lampe Tantale et du mercure bien propre.

Il est à remarquer que les substances capables de constituer des contacts sensibles sont toutes douées d'un pouvoir thermo-électrique notable et que leur résistance varie d'une manière considérable avec la température ⁽¹⁾. Ces circonstances ne sont vraisemblablement pas indifférentes aux phénomènes électroniques qui se manifestent.

FORCE ÉLECTROMOTRICE DUE A LA GRAVITATION AU SEIN DES ÉLECTROLYTES ⁽²⁾ ;

Par M. PAUL BARY.

Lorsque dans une cuve électrolytique, il existe une différence de niveau entre les deux électrodes, deux effets peuvent se produire du seul fait de cette différence de niveau :

1° La force électromotrice qui provient de ce que, dans le cas général, la concentration, qui décroît avec la hauteur, n'est pas la même au contact de chaque électrode ; c'est ce que nous pourrions appeler *l'effet indirect* ;

2° La force électromotrice qui correspond au travail du transport

⁽¹⁾ Le coefficient de variation de la résistance avec la température est toujours *négalif*. Pierce a observé pour un échantillon de molybdénite entre 0° et 93° une diminution de résistance dans le rapport de 2,5 à 1. Nous avons trouvé également avec de la molybdénite une diminution de résistance de 3,4 à 1 entre 15° et 100°.

⁽²⁾ Communication faite à la Société française de Physique, séance du 6 mai 1910.

des ions d'un niveau à un autre et qui est particulièrement tangible dans le cas où, après le passage du courant, les électrodes, ou l'une d'elles, ont varié de poids ; c'est *l'effet direct*.

Il est évident que, suivant que ce transport se fera de bas en haut, ou de haut en bas, l'énergie à dépenser sera différente ; dans un cas, en effet, outre le travail électrochimique à produire et les résistances à vaincre, il faudra élever une masse matérielle à une certaine hauteur ; dans le second cas, au contraire, la chute des ions de l'électrode la plus élevée sur la plus basse, rendra libre une quantité d'énergie correspondant à cette chute.

Supposons le cas simple de deux électrodes de même métal plongeant dans une solution d'un de ses sels (tel que $\text{Cu} \mid \text{So}^4\text{Cu} \mid \text{Cu}$ ou $\text{Ag} \mid \text{AzO}^3\text{Ag} \mid \text{Ag}$).

La résistance du bain étant R et le courant qui le traverse I , on peut écrire que la puissance \mathcal{Q} dépensée dans l'électrolyse est :

$$\mathcal{Q} = RI^2 + eI.$$

Le premier terme est l'échauffement de Joule et le second la puissance, positive ou négative, nécessaire à produire le transport des ions métalliques d'un niveau à un autre.

Si nous appelons P l'équivalent électrochimique du métal, chaque poids P qui se dépose sur la cathode entraîne avec lui une charge de 96.537 coulombs ; donc, pour l'intensité I , le poids p de métal déposé par seconde est :

$$p = \frac{IP}{96.537}.$$

On a, par conséquent, en appelant d et d' les densités respectives de l'ion métal et de la solution et l la différence de niveau des électrodes :

$$eI = \frac{IPl}{96.537} \frac{d-d'}{d}.$$

Donc, pour la valeur de e exprimée en volts, P étant en grammes et l en centimètres, on a :

$$e = \frac{Pl}{947} \cdot \frac{d-d'}{d} \cdot 10^6.$$

On peut en conclure que la valeur de la forme électromotrice e due à la différence de niveau est indépendante de l'intensité du courant et

qu'elle existe par conséquent pour $I = 0$. En calculant la valeur de e pour différents métaux en supposant $d' = 1,1$ et d égal à la densité du métal, on trouve pour le cuivre :

$$e_{\text{Cu}} = 3 \times 10^{-6} \text{ volt,}$$

et pour l'argent :

$$e_{\text{Ag}} = 1 \times 10^{-5} \text{ volt}$$

par centimètre de différence de niveau.

Je me suis proposé de vérifier directement ce résultat par l'expérience ; j'ai employé à cet effet deux tubes de 25 millimètres de diamètre et de 1 mètre de longueur pour l'un et de 73 centimètres pour l'autre, pourvus d'une électrode de cuivre à chaque extrémité et remplis d'une solution de SO^4Cu ; les électrodes étaient reliées aux bornes d'un milliampèremètre ou d'un électromètre capillaire d'Ostwald. Les nombres obtenus ont été en moyenne de 0,017 millivolt par centimètre dans le premier cas, et de 0,024 millivolt avec l'électromètre. Ces résultats sont six à huit fois plus grands que ceux de la formule.

L'expérience consistait à placer d'abord le tube horizontalement et à le faire passer à la position verticale, tantôt dans un sens, tantôt dans le sens inverse, et à lire la déviation sur l'appareil.

Les mesures sont rendues peu précises par le fait de la petitesse de la f. é. m. à mesurer d'une part, et surtout par l'existence de phénomènes étrangers à celui considéré, souvent beaucoup plus importants que lui, et dont nous n'avons pu nous débarrasser complètement. En particulier, il est nécessaire de préserver d'une façon absolue les électrodes du contact de l'air.

Pour obtenir ce résultat, les électrodes étaient montées ainsi que l'indique la *fig. 1* ; le tube T qui contient l'électrolyte est fermé à chacune de ses extrémités par un bouchon traversé en son centre d'un petit tube de verre ouvert dans l'intérieur du tube et contenant le fil de cuivre E formant électrode et rempli par l'électrolyte. Un autre tube S placé à côté du premier permet de laisser la surface du liquide à la pression atmosphérique ; on tient ce tube fermé avec le doigt lorsqu'il est placé à la partie inférieure.

J'ai fait également quelques expériences en remplaçant l'action de la pesanteur par la force centrifuge en employant un petit centrifugeur d'un modèle courant dans les laboratoires. Avec un tube de moins d'un décimètre de longueur, nous avons obtenu des f. é. m. de

même ordre de grandeur que dans les expériences citées plus haut, mais dans des conditions de mesures encore plus mauvaises.

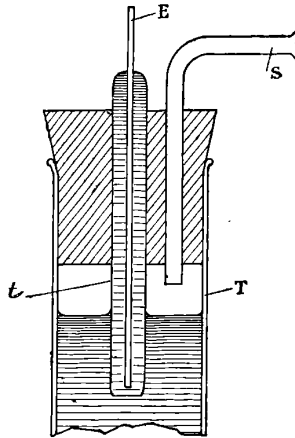


FIG. 1.

Considérons un tube (fig. 2), fermé à une extrémité, plein d'une solution électrolytique et tournant autour d'un axe vertical OO' ; prenons dans ce liquide une tranche d'épaisseur dr située à la distance r de l'axe OO' ; en appelant d' la densité du liquide, on a pour la force exercée par cette tranche :

$$dF = \frac{\omega^2 d'}{\gamma} r dr,$$

d'où l'on tire :

$$F = \frac{\omega^2 d'}{2\gamma} (R_1^2 - R_2^2),$$

et pour la force électromotrice résultante :

$$e = 5,54 P \omega^2 d' \frac{d - d'}{d} (R_1^2 - R_2^2) 10^{-10},$$

où e est donné en volts si R_1 et R_2 sont en centimètres et ω en radians par seconde.

La force électromotrice qu'on pourrait obtenir ainsi avec une installation convenablement faite serait plus grande que celles obtenues par la simple pesanteur; mais, par contre, il n'est pas possible de la faire changer de sens pour écarter les erreurs dues à la diffé-

rence de nature des électrodes et des différences de concentration; en outre, il est nécessaire d'avoir des contacts tournants.

Si nous ne retenons des nombres trouvés pour la force électromotrice de gravitation pour le cuivre, que la moyenne des valeurs obtenues par l'électromètre, qui sont, sans doute, les plus correctes, nous constatons qu'elle est huit fois plus grande que ne l'indique le calcul, et nous n'avons pas trouvé d'explication à ce résultat.

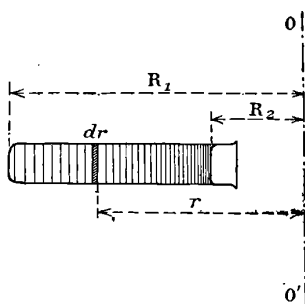


FIG. 2.

Il est probable, au contraire, qu'en prenant, comme nous l'avons fait, pour la densité du cuivre à l'état d'ions, le même nombre que pour le cuivre métallique, nous avons commis une erreur qui diminuait l'écart avec l'expérience; d'ailleurs, la densité des ions cuivre, fût-elle considérablement plus grande que celle du métal cuivre, ce qui paraît peu probable, la f. é. m. calculée serait encore 7 fois plus petite que la valeur observée.

Les expériences étaient faites dans un temps très court, qui exclut, bien entendu, les effets que pourraient produire les différences de concentration de l'électrolyte dans le sens vertical.

**SUR UNE LIAISON ENTRE LA LOI DE COULOMB ET LA LOI
DE BIOT ET SAVART;**

Par M. C. DE JANS.

1. J. Bertrand ⁽¹⁾ a fait remarquer que l'équivalence, au point de vue du champ de force créé dans l'espace environnant, d'un feuillet magnétique ouvert et d'un courant électrique parcourant le contour de ce feuillet, ne peut avoir lieu, en admettant pour le magnétisme la loi de Coulomb, que si le courant agit suivant la loi de Biot et Savart.

On peut faire un pas de plus dans cette voie, et, laissant indéterminée la loi d'action du magnétisme aussi bien que celle du courant (sauf certaines conditions d'une grande généralité), démontrer que l'équivalence d'un feuillet et d'une ligne qui le limite n'est possible que si l'agent qui recouvre les deux faces du feuillet agit suivant la loi de Coulomb, et qu'en même temps les éléments du contour agissent suivant la loi de Biot-Savart-Laplace.

2. Etablissons d'abord une formule préliminaire.

Soit f une fonction de trois coordonnées x, y, z , que nous supposons continue, ainsi que ses dérivées partielles du premier ordre, dans une région (R), simplement connexe, de l'espace. Dans la formule de Stokes :

$$-\int_c (\alpha dx + \beta dy + \gamma dz) \\ = \iint_s \left[\left(\frac{\partial \beta}{\partial z} - \frac{\partial \gamma}{\partial y} \right) dy dz + \left(\frac{\partial \gamma}{\partial x} - \frac{\partial \alpha}{\partial z} \right) dz dx + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial y} - \frac{\partial \beta}{\partial x} \right) dx dy \right],$$

posons $\alpha = 0, \beta = f, \gamma = 0$; il vient ainsi :

$$(1) \quad \int_c f dy = \iint \left(\frac{\partial f}{\partial x} dx - \frac{\partial f}{\partial z} dz \right) dy;$$

et on trouverait de même :

$$(2) \quad \int_c f dz = \iint \left(\frac{\partial f}{\partial y} dy - \frac{\partial f}{\partial x} dx \right) dz;$$

⁽¹⁾ *Leçons sur la théorie mathématique de l'électricité*, Paris, 1890, *passim*.

les intégrales des premiers membres sont étendues à une courbe fermée C sans points multiples, celles des deuxièmes membres à une surface quelconque S ayant C pour contour. Nous admettons d'ailleurs que C et S sont entièrement comprises dans les limites de (R).

Supposons que la fonction f ne dépende que de la distance du point (x, y, z) à un point fixe (x', y', z') de (R), non situé sur la courbe C. On aura alors :

$$\frac{\partial f}{\partial x} = -\frac{\partial f}{\partial x'}, \quad \frac{\partial f}{\partial y} = -\frac{\partial f}{\partial y'}, \quad \frac{\partial f}{\partial z} = -\frac{\partial f}{\partial z'}.$$

Moyennant ces relations, et en posant :

$$\Delta f = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2},$$

on conclut des équations (1) et (2) :

$$\begin{aligned} (3) \quad & \frac{\partial}{\partial z'} \int_C f dy - \frac{\partial}{\partial y'} \int_C f dz \\ & = \frac{\partial}{\partial x'} \iint \left(\frac{\partial f}{\partial x} dy dz + \frac{\partial f}{\partial y} dz dx + \frac{\partial f}{\partial z} dx dy \right) + \iint \Delta f dy dz. \end{aligned}$$

On démontrerait de la même manière deux autres formules analogues, qui peuvent d'ailleurs se déduire de la précédente par une permutation circulaire effectuée sur les lettres x, y, z d'une part, et sur x', y', z' d'autre part.

3. Nous pouvons maintenant démontrer la proposition annoncée.

Supposons que C soit un courant électrique linéaire d'intensité constante créant un champ déterminé par un potentiel vecteur ; les composantes de ce potentiel vecteur au point (x', y', z') pourront se mettre sous la forme :

$$(4) \quad F = \int_C u dx, \quad G = \int_C u dy, \quad H = \int_C u dz.$$

La fonction u de x, y, z, x', y', z' dépend de la loi élémentaire d'après laquelle agissent les éléments de longueur du circuit C. Nous caractériserons cette loi d'action par le chiffre I, et nous ne ferons sur elle aucune hypothèse particulière, sinon que u ne dépend que de la distance r des points (x, y, z) (x', y', z') , et s'annule

lorsque cette distance devient infinie. On sait que u se réduit à $\frac{1}{r}$ dans le cas de la loi de Biot-Savart-Laplace.

Supposons d'autre part que la ligne C limite une couche double analogue à un feuillet magnétique ; admettons que les actions exercées par l'agent qui recouvre les deux faces de la couche obéissent à une loi arbitraire II, avec la seule restriction que ces actions dérivent d'un potentiel, fonction seulement de la distance et s'annulant à l'infini. Dans ces conditions, les composantes du champ dû à la couche en chaque point (x', y', z') de l'espace seront les dérivées, prises en signe contraire, d'un potentiel scalaire de la forme :

$$(5) \quad v = \iint \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} dy dz + \frac{\partial \xi}{\partial y} dz dx + \frac{\partial \xi}{\partial z} dx dy \right),$$

la fonction ξ de x, y, z, x', y', z' dépendant de la loi II, et se réduisant d'ailleurs à $\frac{1}{r}$ dans le cas de la loi de Coulomb (1). Cette fonction ξ ne dépend que de la distance des points $(x, y, z), (x', y', z')$.

Nous allons montrer que si le feuillet et le contour produisent des

(1) Supposons que le potentiel produit en P (x', y', z') par un élément $d\sigma$, placé en M (x, y, z) , de la face négative de la double couche, où la densité de l'agent est $-\mu$, soit $-\mu\varphi(r)d\sigma$, r étant la distance de P à l'élément. Le potentiel dû à l'élément $d\sigma$, qui se trouve vis-à-vis du premier sur la face positive, sera $\mu\varphi(r_1)d\sigma$, r_1 étant la distance de P à l'élément. Le potentiel produit en P par les deux éléments combinés, sera $dV = \mu d\sigma [\varphi(r_1) - \varphi(r)]$. Supposons $r_1 > r$; on aura $dV = \mu\varphi'(r)drd\sigma$, à des infiniment petits d'ordre supérieur près. Soient ε la distance des deux éléments; p , la puissance $\mu\varepsilon$ du feuillet, supposée constante; λ , l'angle de la droite MP avec la normale en M, au feuillet; $d\omega$, la projection de l'élément $d\sigma$ sur un plan perpendiculaire à MP. On aura $dr = \varepsilon \cos \lambda$, $dV = p\varphi'(r) \cos \lambda d\sigma = p\varphi'(r) d\omega$. Mais en remplaçant dans $\varphi(r)$, r par sa valeur $\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$, $\varphi(r)$ devient une fonction $\xi(x, y, z, x', y', z')$, et on aura, en désignant par α, β, γ les cosinus directeurs de MP :

$$\varphi'(r) = \alpha \frac{\partial \xi}{\partial x} + \beta \frac{\partial \xi}{\partial y} + \gamma \frac{\partial \xi}{\partial z};$$

et, en tenant compte des relations :

$$\alpha d\omega = dy dz, \quad \beta d\omega = dz dx, \quad \gamma d\omega = dx dy,$$

il vient enfin :

$$dV = p \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} dy dz + \frac{\partial \xi}{\partial y} dz dx + \frac{\partial \xi}{\partial z} dx dy \right).$$

En comprenant le facteur p dans la fonction ξ , on voit bien que le potentiel est de la forme (5).

Observons aussi que, par hypothèse, la fonction $\varphi(r)$ s'annulant à l'infini, il en sera de même de ξ .

champs identiques, quelles que soient la figure et les dimensions de ce feuillet et de ce contour, la loi I est nécessairement la loi de Biot et Savart et la loi II nécessairement la loi de Coulomb.

En effet, on aura, quels que soient la surface S et le contour C :

$$\frac{\partial H}{\partial y'} - \frac{\partial G}{\partial z'} = -\frac{\partial V}{\partial x'}, \quad \frac{\partial F}{\partial z'} - \frac{\partial H}{\partial x'} = -\frac{\partial V}{\partial y'}, \quad \frac{\partial G}{\partial x'} - \frac{\partial F}{\partial y'} = -\frac{\partial V}{\partial z'},$$

ou, en vertu des équations (4) et (5) :

$$(6) \quad \frac{\partial}{\partial y'} \int_C u dz - \frac{\partial}{\partial z'} \int_C u dy \\ = -\frac{\partial}{\partial x'} \iint \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} dy dz + \frac{\partial \xi}{\partial y} dz dx + \frac{\partial \xi}{\partial z} dx dy \right),$$

et deux équations analogues qui se déduisent de celle-ci par permutation tournante.

Or, écrivons l'équation (3) pour $f = \xi$:

$$(7) \quad \frac{\partial}{\partial z'} \int \xi dy - \frac{\partial}{\partial y'} \int \xi dz \\ = \frac{\partial}{\partial x'} \iint \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} dy dz + \frac{\partial \xi}{\partial y} dz dx + \frac{\partial \xi}{\partial z} dx dy \right) + \iint \Delta \xi dy dz.$$

Additionnant (6) et (7) membre à membre, il vient :

$$(8) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial y'} \int_C (u - \xi) dz - \frac{\partial}{\partial z'} \int_C (u - \xi) dy = \iint \Delta \xi dy dz. \\ \text{On prouverait de même que :} \\ \frac{\partial}{\partial z'} \int_C (u - \xi) dx - \frac{\partial}{\partial x'} \int_C (u - \xi) dz = \iint \Delta \xi dz dx, \\ \frac{\partial}{\partial x'} \int_C (u - \xi) dy - \frac{\partial}{\partial y'} \int_C (u - \xi) dx = \iint \Delta \xi dx dy. \end{array} \right.$$

Ces équations ont lieu quels que soient C et S, et quel que soit le point (x', y', z') . Elles déterminent u et ξ .

Dérivons-les respectivement par rapport à x', y', z' , et additionnons-les membre à membre ; il vient :

$$\iint \frac{\partial \Delta \xi}{\partial r} \left(\frac{\partial r}{\partial x'} dy dz + \frac{\partial r}{\partial y'} dz dx + \frac{\partial r}{\partial z'} dx dy \right) = 0.$$

Supposons la surface S infiniment petite, et observons que l'expression

entre parenthèses représente la superficie de S projetée sur un plan perpendiculaire à la droite joignant les points (x, y, z) (x', y', z') ; nous pouvons toujours choisir (x', y', z') de telle sorte que cette expression ne soit pas nulle; donc:

$$\frac{\partial \Delta \xi}{\partial r} = 0,$$

ou

$$\Delta \xi = \text{const.} = h$$

en tous les points de l'espace. Or on sait que la fonction de r la plus générale satisfaisant à cette équation est:

$$\xi = \frac{1}{6} hr^2 + m + \frac{n}{r},$$

m et n étant des constantes. Mais, ξ devant s'évanouir à l'infini, on doit avoir $h = m = 0$, et par suite:

$$\xi = \frac{n}{r};$$

donc la loi II est bien la loi de Coulomb.

Dès lors, il suit de la proposition de Bertrand que la loi I est la loi de Biot-Savart-Laplace.

Il est d'ailleurs facile de le démontrer au moyen des formules précédentes. Les équations (8) deviennent, pour $\xi = \frac{n}{r}$, et en posant $u - \xi = \psi$:

$$(9) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial y'} \int_C \psi dz - \frac{\partial}{\partial z'} \int_C \psi dy = 0, \\ \frac{\partial}{\partial z'} \int_C \psi dx - \frac{\partial}{\partial x'} \int_C \psi dz = 0, \\ \frac{\partial}{\partial x'} \int_C \psi dy - \frac{\partial}{\partial y'} \int_C \psi dx = 0. \end{array} \right.$$

Prenons pour le circuit C un rectangle infiniment petit, de côtés dx , dy , respectivement parallèles aux axes des x et des y . Les équations (9) deviendront:

$$(10) \quad \frac{\partial}{\partial z'} \int_C \psi dy = 0,$$

$$(11) \quad \frac{\partial}{\partial z'} \int_C \psi dx = 0,$$

$$(12) \quad \frac{\partial}{\partial x'} \int_C \psi dy - \frac{\partial}{\partial y'} \int_C \psi dx = 0.$$

L'intégrale qui figure dans l'équation (10) vaut :

$$[\psi(x + dx, y, z) - \psi(x, y, z)] dy = \psi'_x(x, y, z) dx dy,$$

donc :

$$\frac{\partial \psi'_x}{\partial z'} = 0.$$

L'équation (11) conduirait de même à :

$$\frac{\partial \psi'_y}{\partial z'} = 0.$$

En choisissant d'autres rectangles infiniment petits on établirait quatre autres équations analogues ; de sorte que :

$$(13) \quad \frac{\partial \psi'_x}{\partial z'} = \frac{\partial \psi'_y}{\partial x'} = \frac{\partial \psi'_z}{\partial y'} = \frac{\partial \psi'_x}{\partial z'} = \frac{\partial \psi'_y}{\partial x'} = \frac{\partial \psi'_z}{\partial y'} = 0.$$

Enfin on déduit de l'équation (12) que $\frac{\partial \psi'_x}{\partial x'} = \frac{\partial \psi'_y}{\partial y'}$ et on verrait même que :

$$(14) \quad \frac{\partial \psi'_x}{\partial x'} = \frac{\partial \psi'_y}{\partial y'} = \frac{\partial \psi'_z}{\partial z'}.$$

Les équations (13) montrent que la fonction ψ'_x ne peut dépendre que de x', x, y, z ; que ψ'_y ne peut dépendre que de y', x, y, z ; et que ψ'_z ne peut dépendre que de z', x, y, z .

ψ étant fonction de r , on a :

$$\psi'_x = \frac{\partial \psi}{\partial r} \cdot \frac{x - x'}{r} ;$$

et pour que ψ'_x ne dépende ni de y' ni de z' , il faut et il suffit que l'on ait, a étant une constante :

$$(15) \quad \frac{\partial \psi}{\partial r} = ar,$$

donc :

$$\psi'_x = a(x - x').$$

Alors on a évidemment :

$$\begin{aligned} \psi'_y &= a(y - y'), \\ \psi'_z &= a(z - z'). \end{aligned}$$

et l'on voit que les équations (13) et (14) sont vérifiées.

De (15) on conclut que ψ doit être de la forme :

$$\psi = \frac{1}{2} ar^2 + b,$$

b étant une nouvelle constante. Mais, u et ξ devant s'annuler à l'infini, il en est de même de ψ ; donc il faut avoir $a = b = 0$, ou identiquement :

$$\psi = 0.$$

Il en résulte :

$$u = \xi = \frac{n}{r} ;$$

la loi I est donc bien la loi de Biot et Savart.

TRAVAUX NÉERLANDAIS (suite).

H.-B.-A. BOCKWINKEL. — Sur les phénomènes du rayonnement dans un système qui se meut d'une vitesse uniforme par rapport à l'éther. — *Archives Néerlandaises*, 2^e série, t. XIV, p. 1.

Dans sa démonstration classique de la loi du rapport constant entre le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant des corps, Kirchhoff a admis tacitement que le système considéré se trouve en repos par rapport à l'éther. Un système animé d'un mouvement quelconque par rapport à ce milieu exige un examen spécial, dans lequel on devra tenir compte du travail de la pression exercée par les rayons. Cependant, en définissant convenablement les pouvoirs émissif et absorbant, on peut démontrer que la loi de Kirchhoff reste vraie pour un système animé d'une translation à vitesse constante, à condition qu'on se borne à des quantités qui ne renferment que la première puissance de la vitesse de translation.

L'auteur fait son calcul dans l'hypothèse que, quelle que soit la vitesse de translation du système, les phénomènes calorifiques aient lieu de telle sorte que l'on puisse assigner à chaque corps une *température déterminée*. Des considérations bien connues sur l'équilibre moléculaire des gaz ont conduit à la loi d'après laquelle, à l'état stationnaire, l'énergie cinétique d'une molécule est la même pour tous les gaz d'un mélange, et, en généralisant, on a conclu que, entre

deux corps quelconques, il y a équilibre de température lorsque l'énergie cinétique moyenne de leurs molécules est la même pour tous les deux. Cette conclusion, quoique loin d'avoir été démontrée dans toute sa généralité, paraît si plausible que personne ne doute de son exactitude. Or, nous pouvons nous figurer qu'on compare, non seulement les températures des corps d'un seul et même système, mais aussi celle de deux corps qui appartiennent à des systèmes animés de vitesses de translation différentes. Les températures des deux corps seront censées être égales lorsque, dans leur mouvement par rapport au centre de gravité du système, les molécules ont en moyenne une énergie cinétique qui est la même dans les deux cas.

Le second principe sur lequel s'appuie l'auteur est celui de Carnot. Grâce aux deux principes précédents, l'auteur réussit à montrer que la loi de Kirchhoff reste vraie pour un système mouvant.

Or, il a été démontré par H.-A. Lorentz qu'on peut décrire les phénomènes du rayonnement dans un système en repos en se servant de certaines *forces électromotrices* fictives, agissant dans chaque élément de volume d'un corps rayonnant, de telle sorte qu'elles soient parfaitement déterminées par l'état de cet élément. Dans la déduction des expressions mathématiques pour ces forces électromotrices, H.-A. Lorentz s'appuie sur la loi de Kirchhoff et sur les équations électromagnétiques d'un système en repos. M. Bockwinkel ayant réussi à établir, pour un système mouvant, des équations correspondant aux formules électromagnétiques ordinaires, a réussi à expliquer les phénomènes du rayonnement dans un système mouvant à l'aide de forces électromotrices convenables.

W.-H. JULIUS. — Étude spectrohéliographique des phénomènes de réfraction anormale. — *Archives Néerlandaises*, 2^e série, t. XIV, p. 466.

Lors d'une visite au Solar Observatory de Mount-Wilson, en août 1907, l'auteur eut l'occasion de faire quelques expériences relatives à la réfraction anormale à l'aide du spectrohéliographe de 5 pieds : il tire de ces observations la conclusion générale suivante. Lorsqu'on examine au moyen du spectrohéliographe la lumière qui passe par une vapeur absorbante et qu'on place la fente de la chambre noire de l'appareil au bord d'une bande de dispersion, des irrégularités marquées dans l'éclairement du champ n'apparaissent

qu'aux endroits de l'image qui correspondait à des régions où le gradient de densité dans la vapeur est grand. A mesure que la fente se rapproche du milieu de la bande de dispersion, on peut constater dans l'image des régions où les gradients sont plus petits, etc. Grâce à la réfraction anormale, le spectrohéliographe dévoile donc clairement des particularités dans la distribution de la vapeur, même dans des cas où le pouvoir absorbant ou émissif du milieu n'auraient pas pu révéler une structure.

M. Julius déduit de là qu'il est possible que la réfraction anormale joue un rôle très important dans la production des phénomènes que l'astrophysicien observe à l'aide du spectroscope ou du spectrohéliographe. Il arrive ensuite, en faisant simplement l'hypothèse que dans l'atmosphère solaire il existe, à un certain niveau, des gradients de densité d'une grandeur comparable à celle du gradient vertical de l'atmosphère terrestre, à la conclusion que l'existence d'une influence notable de la dispersion anormale sur les phénomènes astrophysiques est, non seulement possible, mais même infiniment probable, malgré l'absence de sources de lumière en forme de fente.

J. BOSSCKA. — La découverte en Australie de l'exemplaire des *Principia* qui a servi à Newton même. — *Archives Néerlandaises*, 2^e série, t. XIV, p. 278.

On sait que l'immortel ouvrage de Newton, *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica*, fut imprimé au frais de l'illustre astronome Halley après que le manuscrit eût été présenté à la Société Royale de Londres. L'ouvrage parut en juillet 1687 et fut tiré probablement à 250 exemplaires. En 1713, époque de la seconde édition, les *Principia* étaient déjà introuvables. Cette seconde édition fut faite par les soins de N. Fatio de Duiller, le fidèle disciple de Newton, conformément à un exemplaire de la première édition contenant des *addenda* et des *corrigenda* écrits en latin de la main du maître, sans compter diverses corrections dans le texte imprimé et même dans les figures. On vient de découvrir l'exemplaire en question en Australie dans un lot de livres qui avaient été conservés pendant cent quarante ans dans une chambre des successions anglaises.

A l'occasion de cette découverte mémorable, M. Bosscka rappelle que, dans ces derniers temps, les compatriotes de Newton lui ont accordé l'honneur d'avoir conçu le premier le principe de la conser-

vation de l'énergie. Or, la Bibliothèque Royale de Hanovre possède une critique, écrite par Huyghens, de la proposition XXXVII du second livre (p. 330) des *Principia*, où Newton arrive à cette conclusion que la vitesse d'écoulement v de l'eau à travers une étroite ouverture, dans le fond d'un vase rempli de liquide jusqu'à une hauteur A , est exprimée par la relation $v^2 = gA$, g étant l'accélération de la pesanteur; il en résulterait, comme Newton le mentionne expressément, que l'eau, jaillissant verticalement avec cette vitesse, n'atteindrait que la moitié de la hauteur du niveau liquide. Huyghens fait remarquer avec raison que ce résultat est absurde, que la formule doit s'écrire $v^2 = 2gA$ et que la valeur de la vitesse d'écoulement ne peut se déduire que du principe suivant lequel l'eau jaillissant avec la vitesse acquise doit pouvoir remonter jusqu'à la hauteur d'où elle est descendue, c'est-à-dire jusqu'au niveau de la surface libre du liquide. Le principe sur lequel Huyghens s'appuie ainsi n'est autre que celui que nous appelons actuellement le principe de la conservation de l'énergie et qui, dans son *Horologium oscillatorium*, paru seize ans plus tôt, constitua plus d'une fois la base de ses démonstrations. Quoi qu'il en soit, la critique de Huyghens sur la 37^e proposition du second livre des *Principia* suffit à elle seule pour prouver que Huyghens appliqua le principe de la conservation de l'énergie à une époque à laquelle Newton ne la connaissait pas encore.

E. MATHIAS.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

1^{er} semestre 1910.

CAMILLE HAUTIER. — De la compression d'air adiabatique appliquée à un véhicule mù par un moteur à explosion pour remplacer les transmissions mécaniques. — P. 34.

Théorie. Le moteur à pétrole attaque différentiellement la transmission et un compresseur d'air. Le compresseur freine progressivement la couronne antérieure et force les satellites montés sur l'arbre de transmission à actionner cette dernière. L'air fourni par le compresseur est utilisé aussitôt sa production sur un moteur. A mesure que la vitesse s'accélère, le rôle de l'air diminue jusqu'à devenir nul.

Si on adjoint à l'appareil une bouteille de réserve d'air, on peut alors obtenir la mise en marche automatique, une augmentation momentanée du couple moteur dans les démarrages et les rampes, la douceur de démarrage, la marche arrière et l'application du moteur à explosion sur rails.

A. DE GRAMONT. — Sur la répartition des raies ultimes dans le spectre des diverses régions du Soleil et dans les spectres stellaires. — P. 37 et 155.

Tableau. La présence ou l'absence des raies ultimes dans les spectres stellaires permet de fournir des indications sur les températures relatives ou le stage d'évolution d'une étoile.

H. DESLANDRES. — Orage magnétique du 25 septembre 1909 et phénomènes solaires connexes. Vérification des théories proposées. — P. 65.

La couche supérieure de l'hydrogène qui montrait le 24 septembre les filaments n'en présentait presque plus le lendemain. Il y a donc probablement influence des filaments et de leurs variations sur l'orage magnétique, et le rayonnement cathodique, qui est le phénomène principal des tubes à vide auxquels l'espace interplanétaire est assimilable, suffit à tout expliquer.

J. CARPENTIER. — Petite balance de précision de Collot. — P. 74.

Cette balance permet la pesée à l'abri des agitations de l'air ; la pesée y est faite par double pesée et à charge constante. Pour cela l'extrémité droite du fléau porte deux plateaux, l'un pour recevoir le corps à peser, l'autre portant une série de poids que l'on enlèvera à l'aide de broches de façon à rétablir l'équilibre de la balance dont l'extrémité gauche du fléau supporte 100 grammes. On termine l'équilibre avec des cavaliers et une disposition micrométrique, portée sur l'aiguille du fléau et qu'on lit au microscope, permet d'avoir le $\frac{1}{10}$ de milligramme.

E. JOUGUET. — Impossibilité de certaines ondes de choc et combustion. — P. 91.

Théorie mathématique.

E. ESTANAVE. — Obtention simultanée du relief stéréoscopique et de l'aspect changeant dans l'image photographique. — P. 93 et 683.

Une plaque photographique munie, sur la face qui ne porte pas l'émulsion, d'un réseau ligné à lignes horizontales, peut servir à enregistrer deux et même trois images visibles chacune exclusivement, en sorte que l'image de la plaque change d'aspect suivant le point de vision de l'observateur. On sait de plus ⁽¹⁾ que, lorsque les lignes du réseau sont verticales, on peut enregistrer deux images stéréoscopiquement conjuguées, qui donnent la sensation du relief à vision directe. Si par suite on photographie en interposant devant la plaque un réseau quadrillé à lignes horizontales et verticales, et si au devant de la plaque développée et inversée du noir au blanc, on dispose le réseau quadrillé dans la même position qu'au moment du tirage, on obtiendra à la fois le relief et l'aspect changeant.

E. VAN AUBEL. — Sur la production d'ozone sous l'influence de la lumière ultra-violette. — P. 96.

Résultats positifs obtenus.

F. DUCCELLIEZ. — Étude de quelques alliages de cobalt d'après leurs forces électromotrices. — P. 98.

Mise en évidence des combinaisons CoSn , CoSb , peut-être CoSb^2 . Le bismuth, le plomb et le cuivre, ne semblent donner que des mélanges avec le cobalt.

L. BULL. — Sur les inclinaisons du voile de l'aile de l'insecte pendant le vol. P. 129.

C'est l'insecte lui-même qui détermine l'inclinaison du plan de ses ailes et qui la modifie selon les besoins (direction, vitesse, stabilité, etc.).

(1) *C. R.*, t. CXLVIII, p. 225.

A. ANGOT. — Sur la valeur des éléments magnétiques à l'Observatoire du Val-Joyeux au 1^{er} janvier 1910. — P. 138.

	Valeurs absolues	Variation annuelle
Déclinaison (occidentale).....	14° 29' 25	— 7' 06
Inclinaison.....	64° 43' 7	— 0' 1
Composante horizontale.....	0,19728	— 0,00005
— verticale.....	0,41788	— 0,00015
— nord.....	0,19101	+ 0,00006
— ouest.....	0,04935	— 0,00041
Force totale.....	0,46211	— 0,00016

E. ESCLANGON. — Sur l'intensité de la pesanteur et ses anomalies à Bordeaux et dans la région. — P. 139.

Tableau montrant que la région de Bordeaux est le siège d'une anomalie d'ensemble par défaut, malgré le voisinage de l'Océan.

A. BROCHET. — Radioactivité des eaux de Plombières et de quelques sources sauvages des Vosges. — P. 145, 291 et 423.

Étude des sources de Plombières, de la Chaudeau, de Fontaines-Chaudes, de Chaudes-Fontaines ou du Reherrey. Ces sources ont une radioactivité assez forte.

La radioactivité des sources de Plombières est due à l'émanation du radium; leur radioactivité moyenne peut être représentée par une teneur de 1,41 milligramme-minute d'émanation par 10 litres d'eau et n'a aucun rapport avec la teneur en extrait sec.

E. BOUTY. — Cohésion diélectrique du néon et de ses mélanges. — Analyse quantitative fondée sur la mesure de la cohésion diélectrique. — P. 149 et 1380.

Poursuivant ses belles recherches, l'auteur trouve que le néon est, de tous les gaz expérimentés actuellement, celui qui possède la plus faible cohésion diélectrique (voisine de 5,6). L'étude des mélanges de néon et de gaz polyatomiques (CO², air, H, C²H²) montre que la mesure de la cohésion diélectrique permet de déterminer avec certitude la proportion des gaz différents dans le mélange,

L. DÉCOMBE. — Sur l'élimination des couples directeurs électriques et des effets dus à la dissymétrie, à l'absence de réglage et aux forces électromotrices de contact dans les électromètres à quadrants. — P. 164.

Théorie qui repose sur ce qu'on supporte le fil de suspension par un tambour, dont la rotation peut être exactement mesurée, et qui sert à ramener l'aiguille chaque fois à sa position initiale.

G. CHARPY et S. BONNEROT. — Sur la cémentation du fer par le carbone solide. — P. 173.

Si on peut admettre que le carbone solide extérieur à un fragment d'acier ne peut y pénétrer sans l'intervention d'un véhicule gazeux, de nouvelles expériences sont nécessaires pour décider si la diffusion du carbone à l'intérieur des fontes et aciers se fait avec ou sans l'intervention des gaz occlus.

E. VAN AUBEL. — Sur la relation de Pulfrich entre la contraction du volume et le pouvoir réfringent des mélanges liquides. — P. 210.

Soit $R = (n-1)$ le pouvoir réfringent d'un mélange, Rv le pouvoir réfringent que l'on obtiendrait si le mélange s'opérait sans variation de volume c (rapportée à l'unité de volume) :

$$\frac{R - Rv}{R} = qc.$$

L'auteur signale un mélange (solution d'heptamolybdate d'ammonium au $\frac{1}{100}$ + volume égal d'une solution d'acide tartrique au $\frac{1}{100}$) qui donne une valeur négative de q .

P. VAILLANT. — Sur les lois de l'évaporation. — P. 213.

Dans le cas d'un vase incomplètement rempli ne communiquant avec l'extérieur que par une ouverture pratiquée dans la paroi supérieure et relativement étroite, la vitesse d'évaporation q est donnée par la formule :

$$q = aMF^{\frac{4}{3}}.$$

a dépend peu de la nature du liquide, $F d^{\infty}$ signe la pression de vapeur du liquide et M son poids moléculaire.

Résultats expérimentaux.

GASTON GAILLARD. — Observation d'une dissymétrie dans la vitesse de dissolution des cristaux de sucre suivant leurs différentes faces. — P. 217.

Résultats positifs obtenus.

J. CHAUDIER et Ed. CHAUVENET. — Sur la radioactivité des composés halogénés et oxyhalogénés du thorium. — P. 219.

La radioactivité de ces composés pour des quantités de substance contenant plus de 10 milligrammes de thorium varie avec la nature des éléments associés : l'intensité du rayonnement diminue lorsque le poids atomique de ces éléments augmente, variation due à l'absorption du rayonnement radioactif au sein même de la substance.

Les courbes de la radioactivité tendent vers celles du thorium, se confondant avec elles, au-dessous de 10 milligrammes de thorium ; par suite la radioactivité thorique est une propriété atomique.

MARAGE. — La photographie de la voix dans la pratique médicale. — P. 232.

Reproduction de clichés montrant que la photographie des vibrations laryngiennes permet de faire voir d'une façon très nette l'état de la voix au début et à la fin d'un traitement.

Kr. BIRKELAND. — Sur la déviabilité magnétique des rayons corpusculaires provenant du Soleil. — P. 246.

Ces rayons corpusculaires se meuvent avec une vitesse qui n'est que d'une centaine de mètres à peu près inférieure à celle de la lumière ; on doit admettre qu'ils ont une déviabilité magnétique énormément moins grande que les rayons β .

A. ANGOT et B. BRUNHES. — Tremblement de terre du 22 janvier 1910.
P. 248-249.

Enregistrement par les sismographes du parc Saint-Marc et du Puy de Dôme, et les magnétographes du Val-Joyeux.

CH. LALLEMAND. — Sur une erreur systématique de la détermination du niveau moyen de la mer à l'aide du médimarémètre. — P. 265.

Le médimarémètre consiste en un tube étanche, fixé verticalement à demeure dans la mer et fermé à sa base par un vase poreux, à travers lequel l'eau filtre. La cote du niveau intérieur s'obtient à l'aide d'une sonde graduée qu'on descend à fond dans le tube. Le niveau intérieur, qui doit être le même qu'à l'extérieur, se montre systématiquement trop bas de quelques centimètres. Cette erreur est due à l'entraînement de gouttes d'eau chaque fois qu'on retire la sonde, entraînement compensé seulement en partie par une rentrée d'eau par le vase poreux.

BIQUARD. — Sur un procédé de mesure du coefficient de conductibilité thermique des corps peu conducteurs. — P. 268.

La méthode décrite dérive du principe de l'anneau de garde déjà employé par Berget dans la mesure de la conductibilité thermique des métaux. Dessin de l'appareil.

G. THOVERT. — Diffusion et théorie cinétique des solutions. — P. 270.

Le coefficient de diffusion ne varie pas toujours en raison inverse de la racine carrée de la masse moléculaire, ce qui peut s'interpréter par les explications cinétiques de la diffusion que développe l'auteur.

CH. FABRY. — L'éclat intrinsèque du ciel étoilé. — P. 272.

Etude de deux régions du ciel : 1° une région voisine du pôle céleste, ayant 30° comme latitude galactique ; 2° une région entre β et γ du Cygne, une des plus brillantes de la voie lactée. Dans la première région, l'intensité photométrique de 1 degré carré est égale à celle de 0,103 polaire, ou de 0,92 étoile de grandeur photographique 5. Dans la deuxième, $\frac{1}{4}$ degré carré équivaut à 0,212 polaire.

J.-H. RUSSEBERGER. — Sur l'absorption des liquides par les substances poreuses. — P. 275.

Appelons puissance d'une mèche de la substance à étudier plongeant dans un liquide, le produit d'une surcharge convenable p (ajou-

tée au contrepois qui équilibre la mèche non mouillée par l'intermédiaire d'un fil et d'une poulie) par la vitesse $\frac{dh}{dt}$ d'ascension du liquide dans la mèche.

Cette puissance varie avec la substance absorbante; elle est proportionnelle à la section droite de la mèche pour le coton hydrophile, elle est en général indépendante de p , et proportionnelle au poids de substance absorbante contenu dans l'unité de volume de la mèche; enfin cette puissance augmente considérablement avec la température.

F. LAPORTE et P. DE LA GORCE. — Recherches effectuées au Laboratoire central d'électricité sur l'équivalent électrochimique de l'argent. — P. 278.

Détails expérimentaux. La moyenne des résultats donne, pour le poids d'argent déposé par un coulomb, 1^{mg} , 11829.

G. FOUQUET. — Cristallisation spontanée du sucre. — P. 281.

Expérience montrant que les solutions de sucre pur dans l'eau suivent les lois établies par Miers et ses élèves: « Les solutions saturées, agitées avec frictions mécaniques, cristallisent toujours pour une concentration déterminée à une température parfaitement définie; la courbe ayant pour ordonnées les concentrations et pour abscisses les températures correspondantes de cristallisation spontanée (courbe de supersolubilité) est très sensiblement parallèle à la courbe de solubilité. »

D. GERNEZ. — Sur un moyen de restituer aux sulfures alcalino-terreux leurs propriétés phosphorescentes. — P. 295.

Les sulfures conservés en tube scellé conservent leur phosphorescence, tandis que ceux qui sont conservés en tubes incomplètement fermés perdent peu à peu cette propriété.

Chauffés, ces derniers retrouvent un peu de leur phosphorescence; soumis le même temps aux mêmes températures dans un courant d'hydrogène sec, ils dégagent de la vapeur d'eau et sont devenus brillamment phosphorescents.

CLAUDE, FERRIÉ et DRIENCOURT. — Comparaison de chronomètres ou de pendules à distance par la méthode des coïncidences au moyen de signaux radiotélégraphiques. — P. 306.

Emploi d'un pendule qui, à chaque passage à la verticale, ferme le circuit du relais (qui commande le manipulateur à relais de la T. S. F.) pendant un temps réglable de manière à provoquer la production certaine d'un signal radiotélégraphique. Ce signal donne alors, dans le téléphone du récepteur à détecteur électrolytique, un battement et un seul. D'autres récepteurs permettent en outre de percevoir dans les téléphones les battements d'un chronomètre placé à proximité. Les essais faits permettent d'affirmer que le nouveau procédé donnera des résultats de comparaison exacts à moins de $\frac{1}{100}$ de seconde.

A. ELEVÉ. — Sur l'autorotation. — P. 324.

M. Riaboutschinsky a montré qu'une surface plane formée de deux secteurs opposés par le sommet, mobile autour d'un axe perpendiculaire au plan de la surface et passant par le sommet des secteurs, continue, après avoir reçu une impulsion initiale, à tourner indéfiniment dans un courant d'air normal au plan des secteurs, pourvu que les bords de la surface soient taillés en biseaux placés du côté où va le vent.

L'auteur montre que cette rotation est due non à la forme du bord d'attaque, mais au frottement de l'air sur le dos des secteurs.

C.-E. GUYE et S. RATNOVSKY. — Sur la variation de l'inertie de l'électron en fonction de la vitesse dans les rayons cathodiques et sur le principe de relativité. — P. 326.

Tableau montrant que, des deux formules proposées, celle de Lorentz et non celle d'Abraham, paraît seule donner des résultats compatibles avec l'expérience pour l'inertie de l'électron. Le principe de relativité se trouve ici encore en accord avec l'expérience.

G.-A. HEMSALECH et C. DE WATTEVILLE. — Sur le spectre de flamme à haute température du fer. — P. 329.

Si on compare les spectres du fer donnés par les diverses flammes

à celui de la flamme oxyacétylénique, on voit que ce dernier est à peu près le même que celui émis par le chalumeau oxyhydrique, mais plus brillant. Le spectre de la flamme oxyacétylénique présente la trace de quelques-unes des raies caractéristiques du cône bleu du bec Bunsen, raies dues probablement à des actions autres que thermiques. Tableau de ces raies.

Comparaison du spectre oxyacétylénique avec celui obtenu par King au four électrique. Les raies bien visibles dans le four le sont aussi dans la flamme oxyactétylénique et sont probablement d'origine thermique.

GUILLEMINOT. — Sur le radiochromisme des corps organiques vis-à-vis des rayons α , β , γ du radium et des rayons X. — P. 332.

Quand on fait agir les rayons X de diverses qualités sur les tissus, les effets biochimiques produits paraissent être fonction des quantités absorbées par unité d'épaisseur ou de masse (doses efficaces), quelle que soit la qualité de ce rayonnement. Il en est de même pour les rayons α , β , γ du radium.

L. DUNOYER. — Sur l'émission de charges électriques par les métaux alcalins. P. 333.

Le rubidium chargé à un potentiel négatif émet des charges négatives, qui augmentent avec le potentiel, et aussi dans d'énormes proportions sous l'influence de la lumière.

G. LIPPMANN. — Sismographe à colonne liquide. — P. 363.

Considérons deux bassins de même section S contenant le même liquide et réunis par un tube de longueur l , de section s , plein du même liquide. L'équilibre serait indifférent si S était infini par rapport à s . En réalité, quand l'équilibre a été troublé par une secousse, il se rétablit par une série d'oscillations de période :

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l S}{g 2s}}$$

Cette période peut évidemment être rendue aussi grande que l'on veut.

Pour inscrire le mouvement du liquide, on utilise un fil de quartz qui soutient un fil de métal mince, vertical, portant un miroir et un disque de mica très mince formant piston à l'extrémité du tube et suivant bien le mouvement du liquide. Ce disque est excentré de sorte que le système formera balance de torsion.

M^{me} P. CURIE et A. DEBIERNE. — Sur le polonium. — P. 386.

Description du traitement des résidus de minerai d'urane, qui a donné environ $\frac{1}{10}$ de milligramme de polonium. Étude du spectre : les raies λ 4642, λ 4170,5, λ 3913,6, λ 3652,4 sont probablement dues au polonium.

Cette substance active ne donne lieu à aucune production de radio-activité induite, ni à aucune émission appréciable de rayons pénétrants. Elle donne un dégagement extrêmement minime d'émanation du radium. Parmi les gaz dégagés par la solution, il se trouve de l'hélium, en quantité voisine de celle prévue par la théorie.

L. DECOMBE. — Sur la mesure de l'indice de réfraction des liquides au moyen du microscope. — P. 389.

Une lame de verre à faces parallèles sur laquelle repose la partie convexe d'une lentille plan convexe est déposée au-dessus du point lumineux. Le liquide à étudier a été introduit entre la lame et la lentille. On vise au microscope les images que le système donne :

- 1° Du point de contact de la lame et de la lentille ;
- 2° Du point lumineux.

Si n est l'indice du liquide, on trouve que :

$$n = A - \frac{B}{\Delta},$$

Δ dégnant le déplacemet du microscope pour les deux visées, A et B étant deux constantes qui, dans le cas où le point lumineux est à l'infini (au foyer d'un collimateur) sont égales à $A = N$, $B = R$, N et R désignant l'indice et le rayon de courbure de la lentille que l'on déterminera N au goniomètre, R avec un liquide d'indice connu.

L. BESSON. — Sur une sorte d'arc-en-ciel blanc observé à Paris. — P. 426.

Description d'un arc presque incolore, occupant sensiblement la place de l'arc-en-ciel, observé le 5 février 1910 à Montsouris. Cet arc-en-ciel blanc, très rare, est distinct du cercle d'Ulloa, observé dans les montagnes ou les régions polaires.

CHARLES NORDMANN. — Sur l'éclat intrinsèque du Soleil. — P. 448 et 831.

Le soleil émet 1,62 fois plus de lumière qu'on ne le calculerait d'après sa température effective de $5\ 320^{\circ}$. Son éclat apparent T correspond à une température intermédiaire entre $5\ 320^{\circ}$ et $5\ 870^{\circ}$, température de la photosphère. On ne trouvera donc pas, en général, la même valeur pour la température effective du Soleil suivant qu'on la mesure au moyen de la valeur absolue de telle ou telle partie de son rayonnement. Le Soleil, dans l'ensemble, n'est pas un corps noir; son éclat intrinsèque est égal à 319000 bougies décimales par centimètre carré. Quant à la photosphère, elle se comporte très sensiblement comme un corps noir; son pouvoir émissif est voisin de 1.

MARCEL BRILLOUIN. — Des fonctions données par leur valeur sur une partie de la frontière et celle de leur dérivée normale sur le reste de la frontière. Développements correspondants. — P. 461 et 611.

Théorie mathématique.

DE MONTESSUS DE BALLORE. — Sur le barographe considéré comme sismoscope enregistreur. — P. 486.

Le barographe ne peut être considéré que comme un très infidèle sismoscope enregistreur.

F. DIENERT. — De la recherche des substances fluorescentes dans le contrôle de la stérilisation des eaux. — P. 487.

On sait qu'il existe dans les eaux superficielles des substances fluorescentes d'origine organique. Leur recherche s'effectue en en-

voyant un faisceau lumineux rouge bleu dans la cuve contenant l'eau, et regardant perpendiculairement l'image fluorescente. On constate ainsi que les eaux traitées par l'ozone et les rayons ultraviolets renferment moins de substances fluorescentes qu'avant la stérilisation.

J. BOUSSINESQ. — Sur la manière dont le potentiel des vitesses, dans le problème des ondes par émission, dépend de l'état initial. P. 491 et 577.

Théorie mathématique.

J.-B. FOURNIER. — Sur la façon d'évaluer la température de la vapeur surchauffée. — P. 521.

La vapeur surchauffée se comportant comme un gaz mauvais conducteur, sa température ne doit pas être la même aux divers points d'une enceinte. On devra donc, dans les locomotives à surchauffe, utiliser un thermomètre dont le réservoir ait des dimensions assez petites pour qu'il soit immergé dans le tourbillon de vapeur et qu'aucun de ses points ne soit placé en dehors de la paroi de la surface cylindrique formée par la paroi interne de la conduite de vapeur. De plus, l'évaluation de la température ne sera rigoureuse qu'autant que la partie sensible du thermomètre sera entièrement localisée dans le réservoir, avantage que seuls possèdent les thermomètres à pression de vapeur saturée.

Ch. FERY. — Bobine symétrique pour galvanomètre à cadre mobile. P. 524.

M. Lippmann a signalé les inconvénients présentés par le magnétisme du cuivre pour la construction des galvanomètres très sensibles à bobine mobile. Pour y remédier, l'auteur propose d'obtenir la symétrie magnétique du système suspendu par la symétrie d'enroulement du fil magnétique autour de l'axe.

G. GABET. — Sur les résultats obtenus dans la torpille radioautomatique par un nouveau télécommutateur et radio-combinateur. — P. 525.

Marche parfaite sur la Seine de la torpille grâce au radiocombinateur, portant dix touches correspondant aux commandes à effectuer.

E. LOUISE. — Sur une nouvelle méthode d'analyse par les courbes de miscibilité : application aux essences de térébenthine. — P. 526.

M. VÈZES. — P. 698.

Utilisation de l'aniline pour former les mélanges doubles ⁽¹⁾ avec les essences de térébenthine.

Résultats obtenus. — M. Vèzes montre que, pour former les mélanges doubles, il faut utiliser non l'essence elle-même, mais l'une des fractions obtenues au cours de sa distillation fractionnée et dont on aura eu soin de vérifier la neutralité.

E. BAUD. — Cryoscopie en solutions concentrées. — P. 529.

Expérience montrant que la détermination des poids moléculaires par la cryoscopie en solution concentrée est applicable, si l'on fait usage d'un dissolvant non polymérisé.

L'équation donnant le poids moléculaire P_m est :

$$P_m = K' \frac{p}{\Delta} = \frac{K}{d} \frac{p}{\Delta}$$

p désigne le poids du corps dissous dans 100 centimètres cubes de solution ; Δ l'abaissement du point de congélation ; d , la densité du solvant pur ; K , la constante donnée par Raoult.

E. URBAIN, CL. SCAL et A. FEIGE. — Sur la stérilisation de l'eau par l'ultra-violet. — P. 549.

Il n'y a d'utiles que les longueurs d'ondes comprises entre 0_μ,186 et 0_μ,29, qui sont données par un arc ayant, comme mèche des charbons, un mélange en parties égales de charbon et d'alumine.

(A suivre.)

BOIZARD.

⁽¹⁾ C. R., t. CXLV et CXLIX.

l'air, nous utilisons l'appareil que nous avons déjà décrit ⁽¹⁾, constitué par un cylindre de fonte muni d'une tubulure fermée par une lame de quartz pour laisser passer la lumière. Un dispositif très simple permet de déplacer une des électrodes et, par suite, de faire varier la longueur de l'arc. Une ouverture met en communication avec une pompe à vide. Quand on opère à une pression faible, la pompe doit rester en marche continuellement pour évacuer les gaz dégagés par les électrodes. Malgré l'emploi d'appareils à grand débit (pompes Gaede), nous n'avons pas pu maintenir des pressions notablement inférieures à 1 millimètre quand l'arc fonctionne.

Lorsqu'on veut mesurer la longueur de l'arc, on en projette, au moyen d'un objectif photographique, une image agrandie sur une échelle divisée ; le grossissement est mesuré une fois pour toutes.

2° Appareils spectroscopiques. — Une première recherche nous ayant montré que les diverses régions de l'arc peuvent donner des spectres très différents, nous avons été conduits à faire une étude détaillée de la lumière émise par ses diverses parties. L'emploi d'appareils spectroscopiques sans astigmatisme rend cette étude beaucoup plus facile. Lorsqu'il existe un fort astigmatisme, comme c'est le cas avec le réseau concave employé selon les montages habituels, on ne peut pas distinguer les spectres correspondant à chaque point de la fente. On ne peut étudier les divers points de la source qu'en les prenant successivement, et, s'il s'agit d'observations photographiques, en faisant une pose pour chacun d'eux. Ce procédé d'étude est extrêmement long et pénible et, si une région intéressante est très peu étendue, elle risque d'échapper à l'observation.

L'étude devient au contraire très facile, lorsqu'on dispose d'un appareil spectroscopique sans astigmatisme, en projetant dans le plan de la fente une image de l'arc. On peut, selon les cas, opérer de deux manières différentes. Si, dans le spectre étudié, les raies ne sont pas trop voisines, on peut élargir la fente de telle façon qu'elle laisse passer toute l'image de l'arc ; on obtient alors une série d'images monochromatiques, qui renseigne immédiatement sur l'émission des différents points de l'arc. Pour que cette méthode puisse être employée, il faut que les diverses images monochromatiques n'empiètent pas ; pour cela, il y a avantage à projeter sur la

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 304 ; 1910.

fente une très petite image de l'arc et à employer une très grande dispersion. Si, au contraire, les raies sont trop serrées, on doit employer une fente fine, ce qui donne les mêmes renseignements pour une section de l'arc.

Nous avons employé, selon les cas, des spectroscopes à prismes, ou à réseau, montés de manière à ne pas donner d'astigmatisme.

Spectroscopie à prismes de quartz. — Nous avons surtout employé cet appareil pour la région des petites longueurs d'onde, où il a l'avantage d'être plus lumineux que les appareils à réseau, tout en donnant une dispersion de même ordre.

La partie dispersive est constituée par deux prismes de quartz de 60°, formés chacun de deux demi-prismes droit et gauche. Le collimateur a comme objectif un miroir métallique, ce qui donne un achromatisme parfait. Sa distance focale est de 125 centimètres. Comme objectif de chambre photographique, on peut employer :

1° Un objectif quartz-fluorine de Zeiss, de 30 centimètres de foyer. Il est presque rigoureusement achromatique pour toutes les radiations visibles et ultra-violettes ; on obtient alors un spectre parfaitement net sur une plaque normale au faisceau. La dispersion est faible, mais le spectre est extrêmement lumineux ;

2° Un objectif simple en quartz, de 108 centimètres de foyer, pour la région 5300. Comme il n'est pas achromatique, la plaque photographique doit être inclinée par rapport au faisceau. Toutefois, grâce à l'emploi du collimateur achromatique et à la grande dispersion produite par les deux prismes, l'inclinaison est assez faible : l'angle du faisceau avec la normale à la plaque est d'environ 27°. On sait que dans les appareils à un seul prisme et à deux objectifs de quartz, cet angle dépasse 65°, ce qui donne à la plaque photographique une position très incommode.

L'axe du collimateur, et par suite le plan de symétrie de l'appareil, sont verticaux ; la *fig. 1* donne une coupe de l'appareil par ce plan. Le faisceau incident, qui le plus souvent est horizontal, est rabattu verticalement sur la fente au moyen d'un prisme à réflexion totale en quartz R. La lumière se réfléchit sur le miroir collimateur M, puis traverse les deux prismes P, P', l'objectif C de la chambre et vient donner le spectre sur la plaque photographique T, qui a 18 centimètres de longueur. La déviation totale étant voisine de 90°, l'axe de la chambre s'écarte peu de l'horizontale. Le

premier prisme est fixe; le second et la chambre forment un ensemble que l'on peut faire tourner autour d'un axe horizontal H, placé symétriquement par rapport aux deux prismes. L'angle d'inci-

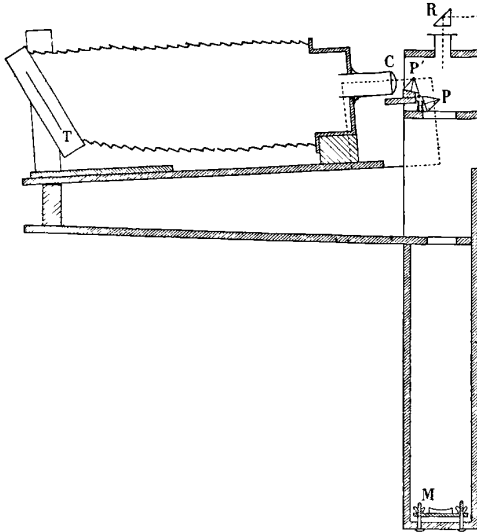


FIG. 1.

dence sur le premier prisme, égal à l'angle d'émergence sur le second, a été pris égal à $53^{\circ},5$, valeur qui correspond à la déviation minimum pour la radiation $\lambda 2400$. Pour toutes les positions de la chambre, la radiation qui tombe au milieu de la plaque suit une marche symétrique par rapport aux deux prismes.

Le tableau suivant donne la dispersion obtenue, dans les diverses régions du spectre, avec l'objectif en quartz de 1 mètre de foyer.

Longueur d'onde	Longueur occupée sur la plaque par 1 angström
2000	0,50 mm.
2500	0,25
3000	0,12
3500	0,070
4000	0,045
4500	0,033
5000	0,029

On a souvent à projeter sur la fente l'image d'un arc, produit entre

électrodes verticales. Selon que l'arc est placé dans le plan de symétrie de l'appareil ou dans le plan perpendiculaire, l'image projetée est coupée par la fente transversalement ou longitudinalement.

Spectroscopes à réseaux. — 1° *Réseau plan.* — Au début de ces recherches, nous avons employé le spectroscopie à réseau plan avec objectif de verre, monté selon le dispositif autocollimateur⁽¹⁾. Cet appareil n'est pas utilisable pour l'ultra-violet, à cause de l'opacité de l'objectif.

Pour obtenir un appareil plus puissant et d'un emploi plus général, nous avons fait un montage sans astigmatisme de notre très beau réseau concave de Rowland.

2° *Réseau concave.* — Le réseau concave, monté selon les dispositifs habituels, présente un fort astigmatisme : à un point de la fente, éclairé par une lumière monochromatique, correspondent deux focales, l'une perpendiculaire et l'autre parallèle aux traits du réseau. Quand la fente est parallèle aux traits, les diverses focales de la deuxième espèce se superposent, et donnent une ligne nette, qui n'est pas une image de la fente, et sur laquelle on ne peut pas distinguer ce qui est relatif aux différents points de la fente. L'astigmatisme disparaît lorsque les deux conditions suivantes sont remplies : fente à l'infini et faisceau diffracté normal au réseau. Il en est de même dans le cas réciproque, qui est moins commode. Pour obtenir le faisceau incident parallèle, il faut employer un collimateur, qui peut être un appareil à lentille ou à miroir. Le premier cas présente l'inconvénient de donner lieu à des défauts d'achromatisme et à des difficultés provenant de l'absorption.

Nous avons donc employé un appareil à miroir métallique. La *fig. 2* en donne la coupe par un plan horizontal. La lumière qui a traversé la fente *F* est renvoyée par le petit prisme à réflexion totale en quartz *R* sur le miroir métallique *M* de 15 centimètres de diamètre et 3 mètres de foyer. Le faisceau réfléchi, ainsi rendu parallèle, vient tomber sur le réseau concave *G* (partie striée 14×5 centimètres ; 568 traits au millimètre, soit environ 80.000 traits). Le réseau est placé un peu au-dessous du prisme *R*, afin que celui-ci ne porte pas ombre. Le spectre vient se former sur la plaque photographique *T* de 24 centimètres de longueur, qui est toujours placée

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 299; 1910.

normalement au faisceau, mais dont on peut faire varier la distance au réseau pour la mise au point. Le réseau et la chambre photographique sont portés par une poutre en bois P de 3^m,80 de long, qui peut tourner autour d'un axe vertical passant par le milieu du réseau

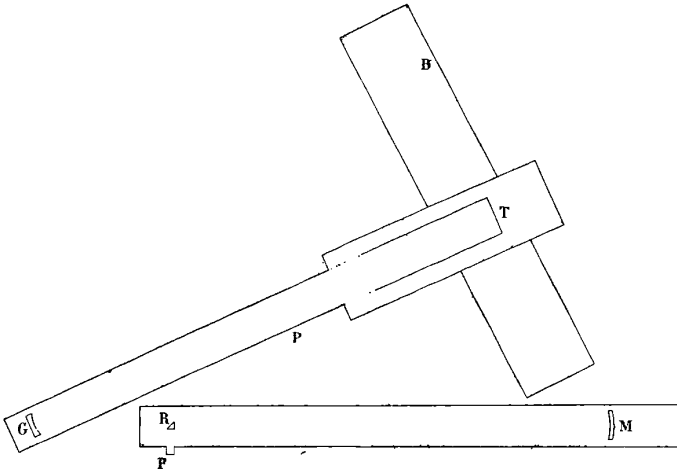


FIG. 2.

Pour passer d'une région à une autre du spectre, on fait tourner cette poutre, qui entraîne le réseau et la chambre, et on fait la mise au point par glissement de la chambre sur la poutre.

Pour une valeur α de l'angle des faisceaux incident et diffracté, on aura au milieu de la plaque la radiation de longueur d'onde :

$$\lambda = \frac{a \sin \alpha}{p},$$

et la distance de la plaque au réseau devra être

$$\rho = \frac{R}{1 + \cos \alpha}.$$

Équations dans lesquelles p représente le numéro d'ordre du spectre utilisé, a l'intervalle des traits du réseau, et R son rayon de courbure, dont la valeur est 6^m,30. L'angle α variant entre 0 et 45°, la distance ρ varie entre 3^m,25 et 3^m,80. La poutre P glisse sur une table B dont le bord fixe porte une division en centimètres; on a

tracé une courbe qui donne la position de la poutre et le tirage de la chambre pour chaque longueur d'onde.

Le champ est légèrement courbe ; on obtient un spectre au point sur toute la longueur de la plaque (24 centimètres) en donnant à celle-ci une courbure telle que la flèche atteigne 5 millimètres environ.

La dispersion varie un peu d'un bout à l'autre du spectre ; par exemple, en second spectre, un angström occupe une longueur de 0^{mm},38 dans la région 2000 et de 0^{mm},42 dans la région 6500.

Des tubes en carton noirci empêchent l'introduction de la lumière extérieure et évitent la nécessité de faire l'obscurité dans la salle pendant les poses photographiques.

II. — ARC A L'AIR LIBRE

Les deux régimes de l'arc. — Ce qui va suivre s'applique spécialement à l'arc au fer, qui présente avec une netteté particulière les phénomènes que l'on va décrire.

L'arc entre tiges de fer peut exister sous deux régimes différents qui se distinguent par l'aspect du phénomène, ses propriétés spectroscopiques, et la différence de potentiel aux électrodes ¹⁾.

Dans les deux cas, le rôle de la cathode, fondamental dans tous les phénomènes d'arc, reste le même ; l'aspect de la partie cathodique de l'arc ne change pas. Les deux régimes se distinguent par le rôle de l'anode : dans l'un, le métal intervient exclusivement, dans l'autre le gaz ambiant joue un rôle important. Lorsqu'on passe d'un régime à l'autre, la longueur de l'arc et l'intensité du courant restent les mêmes, il y a une brusque variation de la différence de potentiel entre les électrodes.

Ces deux régimes peuvent être obtenus, plus ou moins facilement, à toutes les pressions. On va d'abord étudier le phénomène dans le cas de l'arc à l'air libre.

Premier régime. — À la pression atmosphérique, c'est celui qui se produit le plus facilement ; on l'obtient toujours lorsque l'intensité du courant dépasse 2 ou 3 ampères. L'aspect de l'arc est alors le

⁽¹⁾ L'existence de deux régimes de l'arc au fer a été signalée presque en même temps par nous (*Comptes Rendus*, t. CXLVI, p. 1143, 1^{er} juin 1908) et par MM. Cady et Arnold (*American Journal of science*, 4^e série, vol. XXIV, novembre 1907), qui se sont occupés uniquement des propriétés électriques.

suivant : il se présente comme formé de deux flammes, partant des électrodes, et se rejoignant dans une région plus sombre. Visuellement, la flamme négative est beaucoup plus brillante que la positive, et la différence est d'autant plus marquée que l'on utilise des radiations de plus grande longueur d'onde. Ces particularités sont bien visibles sur les images (1) qui forment la ligne supérieure de la *fig. 3*,

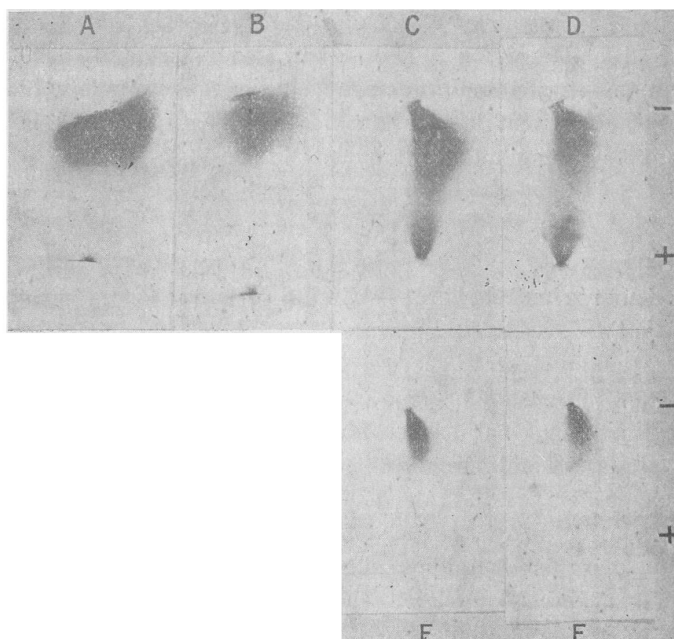


FIG. 3.

photographies de l'arc prises à travers des écrans ne laissant passer que certaines radiations. Sur toutes ces images le pôle négatif est en haut.

A est pris à travers un verre rouge ($\lambda > 6000$). La flamme positive y est extrêmement réduite, tandis que la négative est très intense.

(1) Ces images, comme d'ailleurs toutes les reproductions photographiques données dans ce travail, sont des négatifs, c'est-à-dire que les parties brillantes dans la réalité sont représentées par des noirs. Les impressions obtenues de cette manière sont beaucoup plus lisibles que les images imprimées en traits blancs sur fond noir.

• B est obtenu en utilisant les radiations vert bleu (λ compris entre 4600 et 5100); la flamme positive est déjà relativement plus intense. La négative a une forme de houppe particulière.

C correspond aux radiations violettes (λ compris entre 4000 et 4600); les deux flammes prennent des intensités moins différentes.

D est obtenu à travers l'écran de Wood, qui ne laisse passer que les radiations comprises entre 3500 et 4000. Les deux flammes ont alors des intensités voisines.

Si l'on utilise des radiations de très petite longueur d'onde, la différence s'atténue de plus en plus, et vers 2400 les deux flammes ont la même intensité. C'est ce qu'on observe sur les images monochromatiques de l'arc de la *fig. 5A*, obtenues au moyen du spectroscopé à prismes de quartz (pôle négatif en bas).

A part ces différences d'intensité, les spectres émis par les deux flammes sont à peu près identiques, et ils sont constitués uniquement par les raies connues sous le nom de *raies d'arc*, à l'exclusion des *raies d'étincelles*. Il faut toutefois indiquer que, dans le spectre de la flamme négative, il y a de nombreuses raies renversées, ce qui n'a pas lieu dans le spectre de la flamme positive. On trouve un exemple de ce fait dans le spectre représenté *fig. 4A*; il est obtenu au moyen du spectroscopé de quartz, l'image de l'arc étant projetée sur la fente fine. Sur le dessin, le négatif est en bas. Dans la région 2500, on voit de nombreux renversements, qui existent seulement du côté négatif.

Les raies dues aux impuretés du fer apparaissent surtout dans la flamme négative.

Chacune des deux flammes semble avoir pour origine un point brillant situé sur la goutte d'oxyde fondu qui termine chaque électrode. Ces points émettent toutes les raies d'étincelle, alors que les flammes de l'arc ne les donnent pas. Lorsque l'on produit des images monochromatiques de l'arc, les deux catégories de raies se distinguent immédiatement: les raies d'arc donnent des images formées de deux flammes, tandis que, pour les raies d'étincelles, l'image se réduit à deux points. Dans le spectre visible, cette dernière catégorie de raies n'est pas très nombreuse; elle comprend les raies indiquées par Lockyer et désignées par lui sous le nom de *enhanced lines*. C'est le cas des raies 4924 et 5018. Il en est de même des raies analogues signalées par Hale et Adams dans la région rouge, par exemple les raies 6247 et 6456. Dans l'extrême ultra-violet,

FIG. 4.

FIG. 5.

FIG. 6.

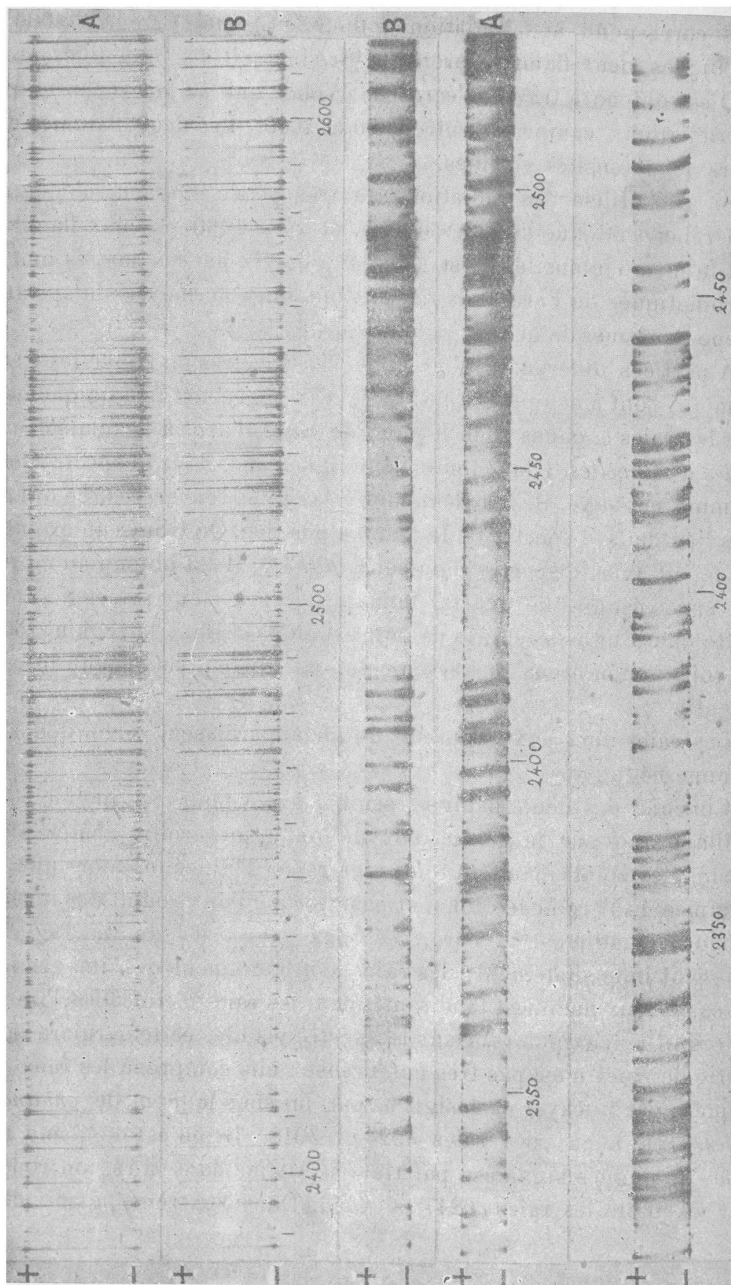


FIG. 7.

FIG. 8.

FIG. 9.

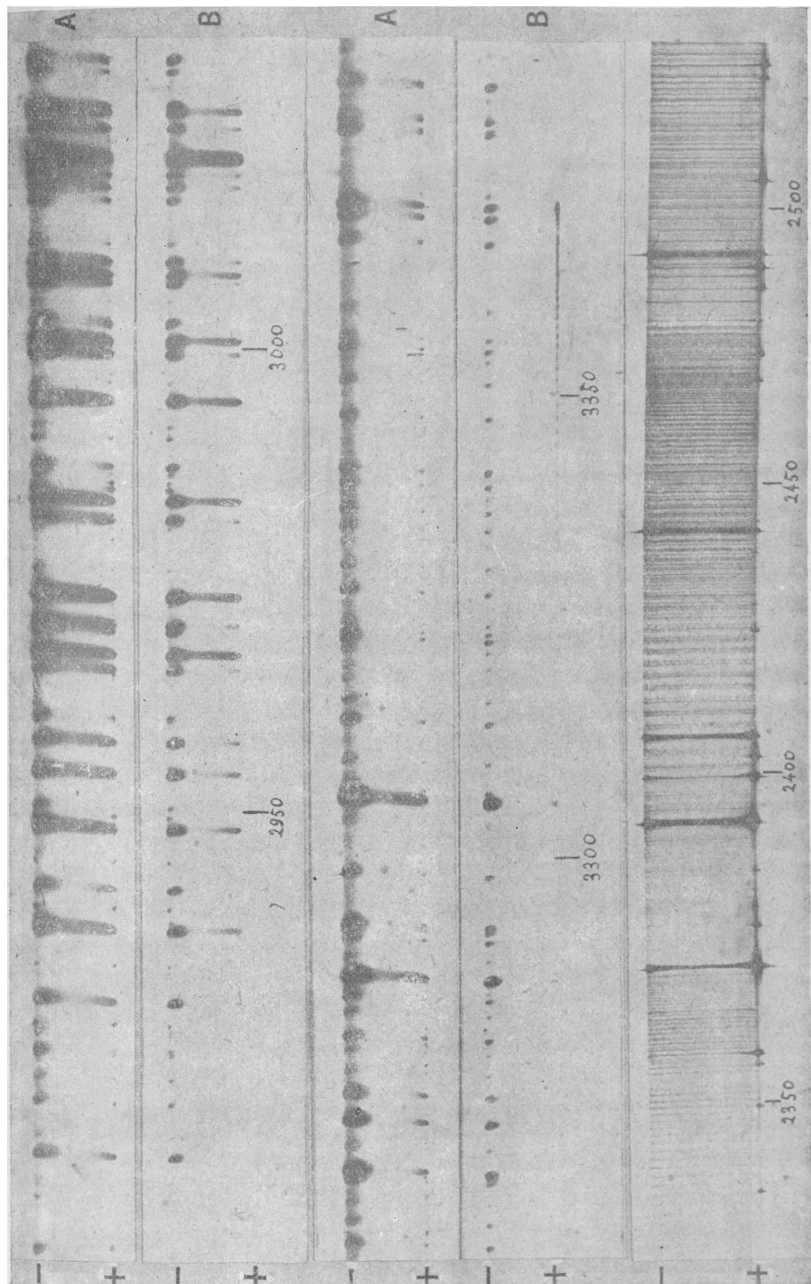


Fig. 10.

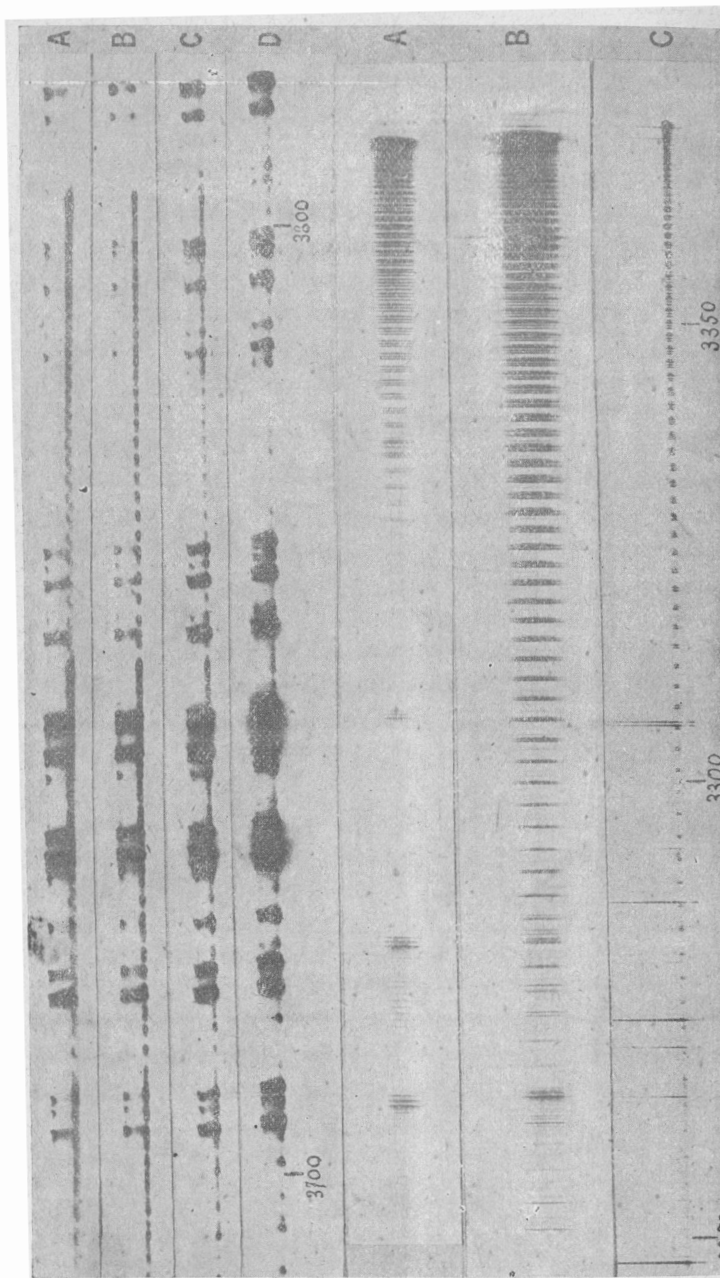
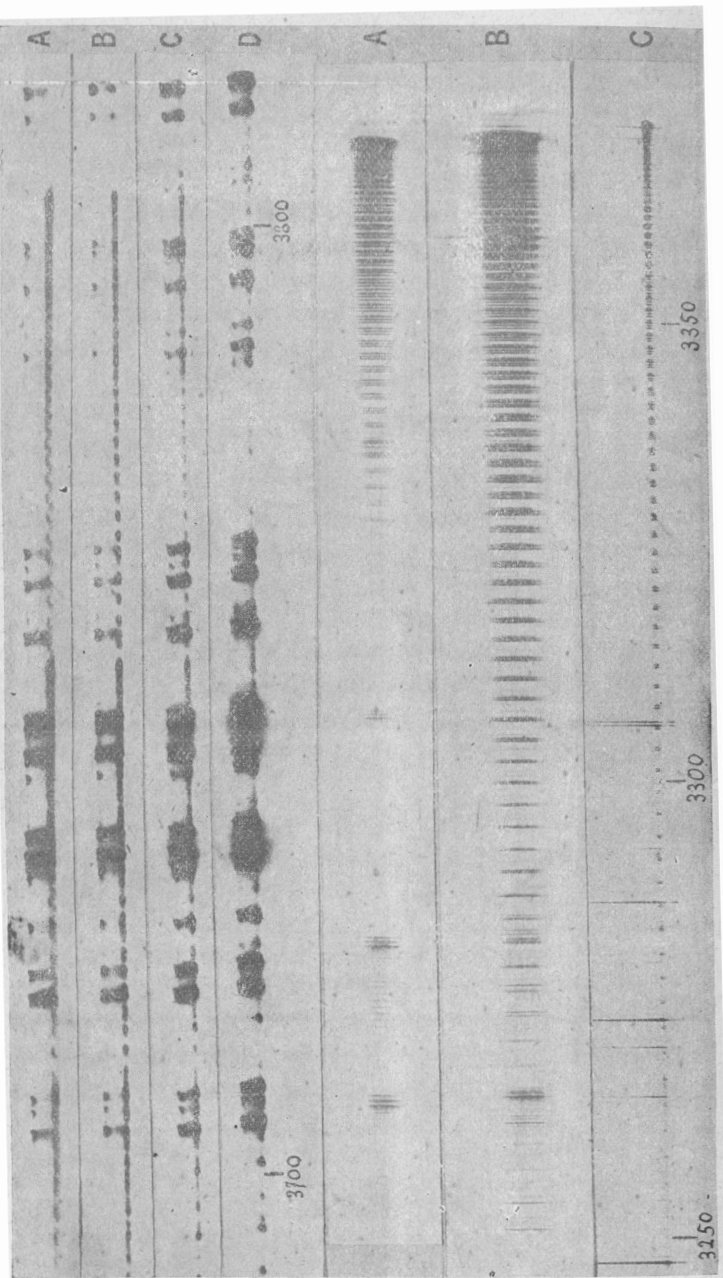


Fig. 11.



les raies de cette espèce sont très nombreuses, à tel point que dans la région 2400 une grande partie du rayonnement provient des deux points brillants des électrodes. Quant à l'intensité relative de ces deux points, elle varie systématiquement d'une région à une autre du spectre. Dans la région visible, c'est le point négatif qui est nettement le plus brillant; la différence s'atténue à mesure que l'on avance vers les petites longueurs d'onde et vers 2400 c'est le point positif qui est le plus intense, et cela pour toutes les raies d'étincelle. Il semble que l'intensité relative des deux points varie à peu près suivant la même loi que celle des deux flammes.

L'aspect différent des diverses raies est bien visible sur les *fig.* 4A, 5A et 7A. Les deux premières, relatives à la même région, sont obtenues au moyen du spectroscopie du quartz, l'une avec fente fine, l'autre avec fente élargie pour donner les images complètes de l'arc; la *fig.* 7A est obtenue avec le spectroscopie à réseau et fente large.

La distinction entre raies d'arc et raies d'étincelle n'est pas absolue: il semble y avoir une infinité d'intermédiaires. Les raies qui sont considérées comme purement d'étincelle, c'est-à-dire dont l'intensité dans l'arc est nulle ou très faible, se présentent comme des points brillants entièrement localisés aux électrodes. Les raies qui sont purement des raies d'arc, c'est-à-dire dont l'intensité dans l'étincelle est très faible, se présentent sous formes de flammes sans renforcement aux électrodes. Enfin, les raies communes à l'arc et à l'étincelle apparaissent dans la flamme avec renforcements aux électrodes. Sur les figures déjà citées, on peut relever des exemples des trois cas, réunis dans le tableau ci-dessous. Les intensités des raies d'arc et d'étincelle sont prises dans les tables de Exner et Haschek (¹).

Raies d'étincelle.

Longueur d'onde	Intensité arc	Intensité étincelle	Longueur d'onde	Intensité arc	Intensité étincelle
2417,9	0	3	2526,4	1	3
2424,2	1	3	2592,9	0	4
2458,9	1	3	2933,1 (Mn)	3	15
2493,4	2	8	2939,6	0	1
2499,0	1	4	2944,5	1	4
2511,9	1	5	2985,0	2	6
2525,5	1	4	2985,7	1	4

¹) EXNER et HASCHER, *Wellenlangen-Tabellen*, 1902 et 1904.

Raies d'arc.

2483,4	8	1	2523,0	10	3
2488,2	10	2	2967,0	15	3
2501,2	3	1	2973,3	10	2

Raies communes à l'arc et à l'étincelle.

Longueur d'onde	Intensité arc	Intensité étincelle
2395,7	3	4
2411,1	2	3
2562,6	3	3
2563,6	3	4
2591,6	2	4

Ce mode d'émission des raies d'étincelle n'est pas particulier à l'arc au fer : on obtient des phénomènes analogues en étudiant l'arc entre deux tiges métalliques quelconques. Les *fig. 6* et *9* donnent deux exemples de spectres de métaux autres que le fer. La première représente une portion du spectre du nickel (images monochromatiques de l'arc obtenues en le projetant sur la fente élargie du spectroscopie à prismes de quartz). La seconde se rapporte à l'arc entre tiges de cuivre et est obtenue avec le même spectroscopie, mais avec fente fine.

L'émission des raies d'étincelle par l'arc électrique a longtemps passé inaperçue, probablement parce qu'on s'est servi de réseaux concaves doués d'astigmatisme, qu'on a souvent disposé l'arc perpendiculairement à la fente, et qu'enfin on a surtout étudié l'arc en plaçant le métal sur des pôles de charbon ⁽¹⁾.

L'émission des raies d'étincelles par les points brillants des électrodes explique certains faits curieux : toute cause qui diminue l'intensité et la longueur des flammes de l'arc tend à produire une pré-

(1) A différentes reprises des observations partielles ont été faites sur ce sujet. L'emploi de moyens d'observation peu appropriés n'a pas permis de préciser la véritable nature du phénomène. C'est ainsi que, peu de temps après notre première publication sur ce sujet (*C. R.*, t. CXLVI, p. 751; 6 avril 1908), Duffield a consacré un mémoire à la même question (*Astrophysical Journal*, t. XXVII, p. 260; mai 1908), sans localiser d'une manière nette la région d'émission des raies d'étincelle.

Fowler (*Monthly notice*, t. LXXVI, p. 154; 1907) a observé, dans la partie visible du spectre de l'arc au fer, la présence des raies d'étincelle émises au voisinage des électrodes.

Hartmann (*Astrophysical Journal*, t. XVII, p. 270; 1903) a signalé la présence de la raie d'étincelle 4481 au voisinage immédiat des électrodes dans le spectre de l'arc entre tiges de magnésium.

dominance des raies d'étincelle. Ainsi l'arc sous l'eau émet ces raies, comme l'ont montré Hartmann et Eberhard ⁽¹⁾ dans le cas du magnésium, du zinc et du cadmium. Il en est de même pour l'arc à très faible intensité, forcément très court, surtout si la tension est peu élevée; de même encore pour l'arc fréquemment rallumé, comme l'a observé King ⁽²⁾, qui attribuait le phénomène à des oscillations électriques. Toute interprétation de ces observations basée sur la considération des températures ou du régime électrique paraît inexacte; il n'y a pas autre chose à faire intervenir que l'importance relative des extrémités et du milieu de l'arc.

Lockyer attribue la production des raies d'étincelle à une température particulièrement élevée. Dans le cas de l'arc, il faudrait supposer que la température est plus élevée au voisinage immédiat des électrodes; il est difficile de dire s'il en est ainsi. Nous avons constaté que la limite d'interférence pour les raies émises par les points brillants des électrodes est sensiblement la même que pour les autres raies, et que par suite leur largeur n'est pas plus grande. Ce fait n'est pas favorable à l'hypothèse d'une température plus élevée. On peut, avec plus de vraisemblance, attribuer la production des raies d'étincelle à la chute de potentiel rapide qui existe au voisinage des électrodes. Les ions prendraient là, comme dans l'étincelle, des vitesses très grandes, et leurs chocs plus violents donneraient lieu à l'émission de raies qui ne se produiraient pas avec des vitesses plus faibles. La température ne jouerait, dans le cas actuel, aucun rôle dans la production des raies d'étincelle. D'autre part, la température seule, si elle est suffisamment élevée, peut donner les mêmes vitesses sans aucun phénomène d'origine électrique. Dans un rayonnement purement thermique, les raies d'étincelle seraient des raies de température élevée. En résumé, la condition d'émission de ces raies serait l'existence de vitesses très grandes, ces vitesses étant dues, selon les cas, à la présence d'un champ électrique ou au mouvement d'agitation thermique.

Second régime. — Le régime que nous venons de décrire est le seul stable lorsque le courant est intense. Partant de cet état, laissant fixes la longueur de l'arc et la force électromotrice de la source de courant, si l'on augmente la résistance du circuit, on peut passer brusquement à un second régime : le point brillant de l'électrode

⁽¹⁾ *Astrophysical Journal*, t. XVII, p. 229; 1903.

⁽²⁾ *Astrophysical Journal*, t. XX, p. 21; 1904.

positive disparaît, et la flamme positive est considérablement réduite, surtout dans la portion visible du spectre. Les raies d'étincelle au pôle positif ont complètement disparu, et cela dans tout le spectre. Cette transformation de l'arc est absolument brusque, sans aucune décroissance progressive des raies d'étincelle au positif. La partie négative ne subit aucun changement, et les raies d'étincelle subsistent sur le point brillant de cette électrode. En même temps, le gaz ambiant, qui dans le régime précédent, ne jouait aucun rôle, intervient; le spectre de l'azote apparaît au moment où se fait le changement de régime. Les différents groupes de bandes se montrent de manières diverses. Le groupe violet et ultra-violet, connu sous le nom de second groupe de bandes, n'est émis que par une très petite tache de l'électrode positive, qui a remplacé le point brillant donnant les raies d'étincelle du fer; l'intensité de cette émission est considérable, mais elle est limitée à une étendue extrêmement faible; l'épaisseur de la couche qui émet ces bandes n'atteint pas un dixième de millimètre, et son diamètre est de l'ordre du millimètre.

Le groupe de l'extrême ultra-violet, connu sous le nom de troisième groupe positif, et attribué non pas à l'azote, mais à un composé oxygéné, apparaît d'une manière toute différente: les raies semblent partir du pôle positif, mais s'étendent sur toute la longueur de l'arc, en formant des sortes de gerbes qui s'épanouissent lorsqu'on s'éloigne du positif.

Quant au groupe orangé (premier groupe), nous ne l'avons pas aperçu, peut-être à cause du trop grand éclat que possède dans cette région le spectre continu émis par l'électrode.

Nous n'avons pas constaté la présence des bandes dites du pôle négatif.

On trouve aussi dans l'arc au second régime les bandes de la vapeur d'eau, en particulier la bande la plus intense qui commence à 3062 et se continue vers les longueurs d'onde croissantes. Elles sont émises surtout par le pôle positif, mais avec un très léger prolongement dans le reste de l'arc.

Enfin, on trouve, mais peu intense, le spectre du cyanogène (bandes voisines de 3880); ce spectre s'étend sur toute la longueur de l'arc.

Tous ces spectres de gaz disparaissent lorsqu'on passe au premier régime, en même temps qu'apparaissent les raies d'étincelle du fer au positif.

Les photographies reproduites *fig. 3* montrent la variation d'aspect de l'arc lorsqu'on passe du premier au second régime. Les deux images de la ligne inférieure (E et F) se rapportent au second régime, et sont obtenues respectivement avec les mêmes écrans que les photographies C et D, placées au-dessus, et qui se rapportent au premier régime. On voit que, dans le second régime, la flamme positive a presque disparu, et que ce phénomène est plus marqué sur l'image E obtenue avec les radiations violettes que sur F obtenue en lumière ultra-violette.

Le changement dans les propriétés spectroscopiques de l'arc lorsqu'on passe d'un régime à l'autre se voit sur les *fig. 4, 5, 7 et 8*. Chacune d'elles contient deux spectres de la même région, relatifs à l'un et à l'autre régime.

Les *fig. 4 et 5* sont obtenues avec le spectroscopie de quartz, la première en fente fine (région 2400-2600), la seconde avec fente large (région 2350-2500). Tandis que sur les *fig. 4 A et 5 A*, relatives au premier régime, les raies d'étincelle, réduites à des points, existent aux deux pôles, on ne les trouve plus qu'au négatif sur les *fig. 4 B et 5 B*, en second régime. D'autre part, sur celle-ci, et c'est particulièrement visible sur *5 B*, les bandes du troisième groupe de l'azote sont présentes, sous forme de flammes partant du pôle positif. Cet aspect est bien net dans les régions 2350 et 2430.

Les *fig. 7 et 8* ont été obtenues au moyen du spectroscopie à réseau, avec fente large. La *fig. 7* est relative à la région 2900-3050 ; la *fig. 8*, à la région 3250-3400. Les *fig. 7 A et 8 A* ont été obtenues avec le premier régime, *7 B et 8 B* avec le second. Comme sur les figures précédentes, on remarquera la disparition des raies d'étincelle au pôle positif lorsqu'on passe au second régime. De plus, sur la *fig. 8 B*, la bande du second groupe de l'azote dont la tête est à 3371 apparaît au pôle positif. Elle n'est émise que par une surface de très faible étendue, mais son intensité est de même ordre que celle des raies les plus fortes du fer au pôle négatif ; au positif, ces raies de l'azote forment à elles seules presque toute l'émission dans cette région du spectre. La *fig. 11 C* montre le même spectre, obtenu en fente fine. Sur les *fig. 8 B et 11 C* on aperçoit, à 3360, le commencement d'une bande du cyanogène.

Sur toutes les figures donnant des images monochromatiques de l'arc, on remarquera les formes extrêmement variées que présentent les flammes correspondant aux diverses raies.

Les deux régimes au point de vue électrique. — Ce qui précède montre les différences spectroscopiques des deux régimes. On va voir en quoi ils se distinguent au point de vue électrique et comment on passe de l'un à l'autre.

D'une manière générale, le premier régime est stable pour les grandes intensités de courant, le second pour les faibles intensités. On passe de l'un à l'autre en faisant varier la résistance du circuit. Le passage, toujours brusque, d'un des régimes à l'autre, n'a pas lieu pour une valeur unique de l'intensité; il y a un intervalle où, pour une même intensité et une même longueur d'arc, on peut avoir l'un ou l'autre régime.

Les deux régimes présentent une différence très nette au point de vue électrique : pour une même intensité de courant et une même longueur d'arc, la différence de potentiel entre les électrodes est notablement plus élevée dans le second régime que dans le premier. Pour chaque longueur d'arc, on peut tracer une courbe qui donne la différence de potentiel entre les électrodes en fonction de l'intensité du courant, et cela pour chacun des deux régimes. Nous avons fait un grand nombre de mesures de ce genre. Le tableau suivant en donne un exemple, se rapportant à une longueur d'arc de 10 millimètres. Les tiges de fer, placées verticalement, avaient 7 millimètres de diamètre, l'électrode inférieure étant la positive.

Intensité	Différence de potentiel	
	Premier régime	Deuxième régime
4 ampères	60 volts	
3	63	
2,5	68	
2	75	
1,8	78	90
1,5	85	96
1,3	92	102
1,0		117
0,9		121
0,7		137

La *fig. 14 A* donne des exemples des courbes qui lient la différence de potentiel à l'intensité du courant. Elles se rapportent à des longueurs d'arc de 4 et 20 millimètres. Les courbes qui correspondent à une même longueur d'arc pour les deux régimes semblent constituées par deux portions d'une même courbe, écartées en ordonnées d'une douzaine de volts. D'ailleurs, elles ont l'allure générale de

celles qui ont été établies par M^{me} Ayrton pour l'arc entre charbons.

Pour obtenir commodément le second régime, il faut pouvoir maintenir l'arc avec des intensités faibles et une longueur notable. Cela est d'autant plus facile que la tension de la source dont on dispose est plus élevée. Les expériences qui ont servi à établir les courbes précédentes ont été faites en utilisant la distribution à 220 et 440 volts.

Cas des autres métaux. — Nous avons étudié quelques autres métaux ; les résultats sont moins nets qu'avec le fer.

L'arc entre électrodes de cuivre donne les raies d'étincelle aux deux pôles ; il est beaucoup moins fixe que dans le cas du fer ; ses extrémités sur les tiges de cuivre sont constamment en mouvement, et le voltmètre relié aux électrodes oscille continuellement de quelques volts. On peut se demander s'il n'y a pas passage, à intervalles rapprochés, d'un régime à l'autre. Les bandes du troisième groupe de l'azote sont toujours présentes avec une grande intensité, comme le montre la *fig.* 9. Quant au second groupe, nous l'avons trouvé le plus souvent, mais avec des intensités très variables d'une expérience à une autre. D'une façon générale, l'éclat de ces bandes décroît quand le courant augmente, mais sans disparaître brusquement, comme dans le cas du fer.

L'arc entre tiges de nickel nous a donné seulement les phénomènes correspondant au premier régime : les raies d'étincelle existent aux deux électrodes, et le second groupe de bandes de l'azote est toujours absent. Toutefois le troisième groupe de l'azote existe lorsque l'intensité du courant est faible.

L'arc entre tiges de charbon donne aussi le troisième groupe de bandes de l'azote.

III. — ARC DANS LE VIDE.

Pour certains métaux, la production de l'arc sous basse pression présente des difficultés : il arrive souvent que l'arc n'est pas stable, il peut s'éteindre dès qu'on sépare les tiges métalliques, ou jaillir en d'autres points que les extrémités des électrodes. On arrive à un régime bien stable, à la condition qu'une goutte d'oxyde existe sur l'électrode négative.

Rôle de l'oxyde. — Prenons comme exemple le cas du fer. Pour avoir un arc stable sous pression réduite, nous l'allumons dans l'air atmosphérique; les extrémités des électrodes fondent et s'oxydent. Ayant éteint l'arc, on fait le vide. On peut alors le rallumer, il subsiste d'une manière stable.

C'est bien la présence de l'oxyde qui est nécessaire à la stabilité, et cela à l'électrode négative seulement, comme le montrent les expériences suivantes : si l'on prend des tiges de fer neuves et bien nettoyées, il est impossible d'avoir l'arc stable sous pression réduite; en séparant les électrodes après les avoir mises au contact, on obtient une étincelle, mais l'arc ne s'allume pas. Il en est de même si l'anode est oxydée, la cathode étant propre. Mais l'arc devient stable si la cathode est oxydée, quel que soit l'état de l'anode.

Toutes les fois que, pour une cause quelconque, l'oxyde disparaît à la cathode, l'arc cesse d'être stable. C'est ce qui arrive dans le cas d'une atmosphère d'hydrogène. On sait depuis longtemps que la plupart des arcs entre métaux ne se produisent pas d'une manière stable dans l'hydrogène, et ce fait a été attribué à diverses causes, en particulier à la bonne conductibilité de l'hydrogène, qui aurait pour effet de refroidir les électrodes. La réduction de l'oxyde joue sûrement un rôle important dans ce phénomène, ainsi que le montre l'expérience suivante : l'électrode négative ayant été oxydée par fonctionnement de l'arc dans l'air, on place les électrodes dans une atmosphère d'hydrogène. On constate alors que l'arc s'allume et reste stable tant que l'oxyde subsiste; au bout de très peu de temps l'oxyde est réduit, l'arc s'éteint et il est impossible de le rallumer. Après refroidissement, la pression de l'atmosphère d'hydrogène a notablement diminué, et la quantité d'hydrogène qui a disparu correspond sensiblement à celle qui était nécessaire pour réduire la quantité d'oxyde présente.

Avec le gaz d'éclairage, on a les mêmes phénomènes.

Dans une atmosphère d'azote, on a un arc aussi stable que dans l'air si le fer a été préalablement oxydé. Avec des tiges de fer neuves, l'arc ne s'éteint pas comme dans l'hydrogène, mais il n'a pas la fixité que l'on obtient avec du fer oxydé : la racine négative de l'arc est constamment en mouvement sur l'électrode.

L'arc entre tiges de nickel ou de cuivre nous a donné des résultats analogues.

L'arc entre tiges de charbon est stable dans tous les cas.

Ces faits sont d'accord avec la théorie électronique de l'arc, d'après laquelle la cathode est le siège d'une abondante émission d'électrons, grâce à sa température élevée. Les métaux peu volatils, tels que le fer, émettent peu d'électrons, et par suite sont impropres à servir de cathode, tandis que les oxydes et le charbon peuvent émettre un flux intense de charges négatives, ce qui explique leur efficacité. Pour les métaux facilement volatils, la présence de l'oxyde n'est pas nécessaire. C'est ainsi que, dans la lampe Cooper Hewitt, le mercure pur sert de cathode. On peut obtenir aussi un arc stable entre tiges de zinc ou de magnésium, sous pression réduite ou dans l'hydrogène. Dans ces différents cas, le métal pris comme cathode se volatilise rapidement.

Applications de l'arc dans le vide. — Avec cette précaution d'oxyder les électrodes avant de réduire la pression, l'emploi de l'arc dans le vide est devenu facile. La seule précaution à prendre est de reformer de temps en temps la goutte d'oxyde qui, par fonctionnement de l'arc sous pression réduite, se décompose peu à peu. L'ignorance de cette condition de stabilité avait conduit à des dispositifs peu commodes, qui consistaient à employer une série de rallumages de l'arc (1).

L'arc dans le vide est intéressant pour les applications spectroscopiques. Les raies sont plus fines qu'à la pression atmosphérique. En étudiant les limites d'interférence, nous avons déterminé la largeur des raies de l'arc au fer ; elle est d'environ 0,03 angström lorsque l'arc est produit dans le vide, tandis que, dans l'air, les raies les plus fines ont environ 0,06 (2). Les phénomènes d'élargissement dissymétrique, particulièrement intenses pour certaines raies de l'arc, disparaissent pour l'air dans le vide. Nous en avons fait usage dans notre étude des différences entre le spectre solaire et celui de l'arc, et nous sommes arrivés ainsi à nous affranchir des complications qui avaient masqué la simplicité des résultats.

En outre de ces différences entre le spectre de l'arc à l'air libre et celui de l'arc dans le vide, on trouve pour toutes les raies un déplacement de quelques millièmes d'angström vers le violet, dû à la variation de pression.

(1) MICHELSON, *Astrophysical Journal*, t. II, p. 251 ; 1895 ; — FABRY et PEROT, *J. de Phys.*, 3^e série, t. IX, p. 369 ; 1900.

(2) *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 308 ; 1910. — Nutting a indiqué (*Astrophysical Journal*, t. XXIV p. 119 ; 1906) des largeurs de raies beaucoup plus faibles et certainement erronées.

Propriétés de l'arc sous pression réduite. — Comme à la pression atmosphérique, l'arc entre électrodes de fer présente les deux régimes.

Premier régime. — A mesure que la pression décroît, ce régime est de moins en moins facile à obtenir. Si l'on part de l'arc à la pression atmosphérique et qu'on diminue la pression, il arrive ordinairement un moment où, brusquement, on passe au deuxième régime, ce qui se traduit par une subite augmentation de tension aux électrodes. La pression de passage dépend des conditions de longueur de l'arc et d'intensité du courant, et d'ailleurs, comme à la pression atmosphérique, on peut, dans certaines limites, obtenir l'un ou l'autre régime pour les mêmes valeurs du courant, de la longueur et de la pression. Ce sont toujours les arcs courts et à grande intensité qui sont favorables à la production du premier régime; aux faibles pressions, celui-ci ne se maintient qu'avec des intensités élevées.

Les propriétés spectroscopiques sont toujours les mêmes : il n'y a d'autre spectre que celui du métal; les raies d'étincelle existent toujours au voisinage immédiat des deux électrodes.

Deuxième régime. — C'est celui qui se produit le plus facilement aux basses pressions, sous des pressions inférieures à 1 centimètre, on obtient toujours ce régime lorsque le courant ne dépasse pas 5 ou 6 ampères, à moins que l'arc ne soit excessivement court. L'arc peut subsister même avec des intensités très faibles (quelques dixièmes d'ampère), à condition que l'électrode négative soit recouverte d'une goutte d'oxyde. Au point de vue spectroscopique, on retrouve les mêmes faits qu'à la pression atmosphérique. De l'électrode négative part une flamme qui donne avec une grande intensité le spectre d'arc du métal; les raies d'étincelle sont toujours émises au voisinage immédiat de la cathode. La partie de l'arc voisine de l'électrode positive donne le spectre du gaz ambiant. Cette région, très petite dans l'arc à la pression atmosphérique, prend un volume de plus en plus grand à mesure que la pression décroît. Aux pressions de l'ordre du millimètre, on obtient ainsi le spectre du gaz avec une très grande intensité. Lorsque le vide a été fait sur de l'air atmosphérique, on trouve les bandes du deuxième groupe positif de l'azote, les bandes de la vapeur d'eau, les raies de l'hydrogène. Le spectre du cyanogène s'étend sur toute la longueur de l'arc. Si l'on a fait le vide sur le gaz d'éclairage, on trouve le spectre de Swan avec les raies de l'hydrogène⁽¹⁾.

(1) Hagenbach (*Physikalische Zeitschrift*, t. X, p. 649; 1909), qui a étudié l'arc dans le vide, a observé dans le spectre la présence des bandes du gaz résiduel, et

Les quatre photographies reproduites *fig. 10* donnent des exemples du spectre de l'arc au fer dans l'air à faible pression. Elles ont été obtenues au moyen du spectroscopie à réseau avec fente large (région 3700-3800). Les images A, B, C se rapportent au second régime, et montrent avec une grande intensité les bandes de l'azote commençant à 3804, 3754 et 3709. Sur l'image D, qui correspond au premier régime, les bandes de l'azote ont complètement disparu. B, C, D ont été obtenus à la même pression (5 millimètres) et avec des intensités de courant de 3,5, 6,5 et 10 ampères.

Quant à l'aspect détaillé de l'arc, il varie beaucoup avec la pression et la longueur de l'arc. C'est aux pressions faibles, ne dépassant pas quelques millimètres, que l'on a l'aspect le plus caractéristique. La *fig. 12* représente schématiquement le phénomène dans ces

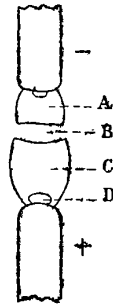


FIG. 12.

conditions. On peut alors distinguer dans l'arc les parties suivantes : à partir de la cathode, on trouve d'abord la flamme négative A, qui, dans le cas du fer, émet une lumière bleuâtre ; sa longueur est indépendante de la longueur de l'arc et de l'intensité du courant ; lorsqu'on déplace la cathode, elle se déplace avec elle, comme si elle lui était liée. Sa longueur augmente quand la pression diminue.

Immédiatement après, vient un espace obscur B, qui sépare la lumière cathodique de la lumière anodique. Cette dernière seule change de longueur lorsque l'on modifie la distance des électrodes.

ses observations, qui se rapportent surtout à l'arc au cuivre, sont d'accord avec les nôtres. Toutefois il n'a pas vu que le spectre du gaz pouvait, dans certaines conditions, exister même à la pression atmosphérique localisé à l'anode ; il a seulement observé, à l'air libre, le troisième groupe de bandes qui, dans le cas du cuivre, existe avec une grande intensité et dans toute la longueur de l'arc.

Elle se compose, en partant de l'espace obscur, d'une partie faiblement lumineuse C, émettant une lumière verdâtre dont le spectre est composé principalement de certaines raies vertes du fer. A la base de cette colonne, du côté de l'anode, se trouve la région D qui émet énergiquement le spectre du gaz (lumière rose pourpre très brillante dans le cas de l'air atmosphérique). Cette région présente des particularités tout à fait curieuses. A faible pression (par exemple 1 millimètre), elle forme sur l'anode une sphère lumineuse, régulière et à contours nets, dont le diamètre croît à mesure que la pression baisse, et qui peut atteindre 2 à 3 millimètres dans les limites de pression que nous avons étudiées. Lorsque la pression augmente quelque peu, cette sphère se divise en plusieurs autres, de plus en plus nombreuses et de plus en plus petites, qui se répartissent régulièrement en quinconces sur la surface de l'anode. Le phénomène peut se continuer ainsi jusqu'à une pression de plusieurs centimètres, donnant alors jusqu'à une cinquantaine de petites boules parfaitement nettes et régulières, symétriquement disposées sur l'anode. Ces diverses boules semblent exercer de fortes actions répulsives les unes sur les autres; si l'une vient à disparaître, l'ensemble éprouve un déplacement d'équilibre, et se groupe d'une nouvelle manière. On est presque inévitablement conduit à cette idée que chacune de ces boules possède une charge électrique, à laquelle sont dues leurs actions réciproques.

Partant de la sphère unique (pression de 1 millimètre par exemple), si on écarte les électrodes, il arrive un moment où la sphère lumineuse semble se briser et est remplacée par une couche lumineuse uniforme sur l'anode, comme si son contenu s'était subitement répandu. La gaine ainsi formée a un contour flou, et se mélange à la lumière verdâtre immédiatement voisine. Ses dimensions, tant en largeur qu'en épaisseur, diminuent lorsque la pression s'élève, pour arriver, sous la pression atmosphérique, à la tache extrêmement petite dont on a parlé plus haut.

La *fig. 13* représente quelques photographies de l'arc dans l'air sous pression réduite. Sur toutes, le positif est en bas. Les images A et B montrent, au pôle positif, la boule lumineuse qui donne le spectre de l'azote; son diamètre est plus grand sur l'image A (pression 1 millimètre) que sur l'image B (8 millimètres). Sur l'image C (pression 1 millimètre), l'arc étant plus long, la sphère lumineuse a été remplacée sur l'anode par une couche uniforme dont le con-

tour n'est pas net. Les images suivantes, obtenues à des pressions croissantes de 8 à 30 millimètres, présentent l'aspect caractéristique des petites boules très brillantes régulièrement réparties sur l'anode. On voit que ces sphères deviennent de plus en plus nombreuses lorsque la pression croît. Chacune d'elles donne le spectre de l'azote. Aux faibles pressions, on reconnaît l'aspect décrit schématiquement *fig. 12*.

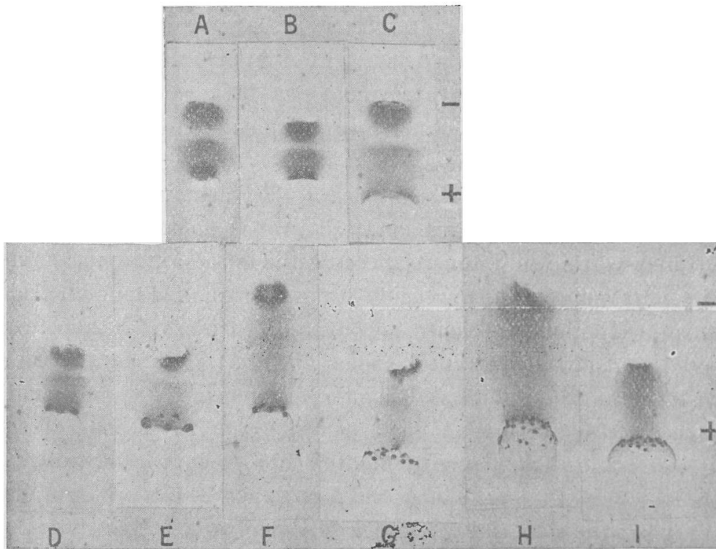


FIG. 13.

Les deux aspects très différents qui correspondent aux *fig. 13 A* et *C* se retrouvent sur les images monochromatiques de la *fig. 10*. L'image *B* correspond à la boule brillante émettant le spectre de l'azote, tandis que sur l'image *A* ce spectre est émis par une couche uniforme qui recouvre l'anode, ce qui donne à la bande de l'azote l'aspect d'une série d'arceaux, bien différente de la série de points que l'on voit sur l'image *B*.

Ces aspects remarquables de la région émettant le spectre de l'azote ne sont pas particuliers au cas de l'arc au fer. Nous les avons observés aussi dans le cas du cuivre, du laiton, du nickel.

Propriétés électriques de l'arc sous pression réduite. — Le phéno-

mène est extrêmement complexe. On peut considérer comme variables indépendantes la distance des électrodes, la pression de l'atmosphère ambiante, et l'intensité du courant. La différence de potentiel entre les électrodes est une fonction de ces trois variables, compliquée par l'existence des deux régimes qui fait qu'entre certaines limites il peut y avoir deux valeurs de la différence de potentiel pour des valeurs données des variables indépendantes. Nous avons fait un très grand nombre de mesures, principalement sur l'arc au fer dans l'air à des pressions variées au-dessous de la pression atmosphérique. Il n'y a pas grand intérêt à donner tous les nombres ni à essayer de les résumer par des formules empiriques. Nous nous bornerons à donner les quelques résultats simples que nous avons pu découvrir.

Dépendance des volts et des ampères. — Si l'on maintient constantes la longueur de l'arc et la pression, la différence de potentiel entre les électrodes varie avec l'intensité du courant. On a déjà indiqué comment se fait cette variation à la pression atmosphérique : la tension croît à mesure que diminue l'intensité, la courbe de tension en fonction de l'intensité ayant une allure hyperbolique (*fig. 14 A*). Le phénomène conserve la même allure générale lorsqu'on diminue la pression, du moins jusqu'à des pressions de quelques centimètres. Au-dessous de cette limite, la loi de dépendance se modifie rapidement : la tension varie de moins en moins avec l'intensité à mesure que la pression diminue, et aux pressions inférieures à quelques millimètres la tension devient presque indépendante de l'intensité.

Ces phénomènes sont illustrés par les quatre diagrammes de la *fig. 14*. Le diagramme *14 A* se rapporte à la pression atmosphérique et donne la dépendance des volts et des ampères pour les longueurs d'arc 4 et 20 millimètres. Chacune des courbes se compose de deux parties correspondant aux deux régimes. Les diagrammes *14 B*, *14 C*, *14 D* donnent des indications analogues pour des pressions de plus en plus faibles (80 millimètres, 20 millimètres, 4 millimètres) et pour les mêmes longueurs d'arc. On remarque que la région de passage du premier au second régime correspond à des intensités de plus en plus fortes à mesure que la pression diminue : pour l'arc de 20 millimètres de long, ce passage se fait aux environs de 2 ampères à la pression atmosphérique, et de 3 ampères sous la pression de 20 millimètres. Dans le diagramme *14 D* (pression 4 millimètres), on n'a représenté que les courbes relatives au second régime.

Les courbes subissent une transformation complète lorsqu'on arrive aux faibles pressions : pour l'arc de 20 millimètres de longueur, la courbe relative au second régime a une allure hyperbolique

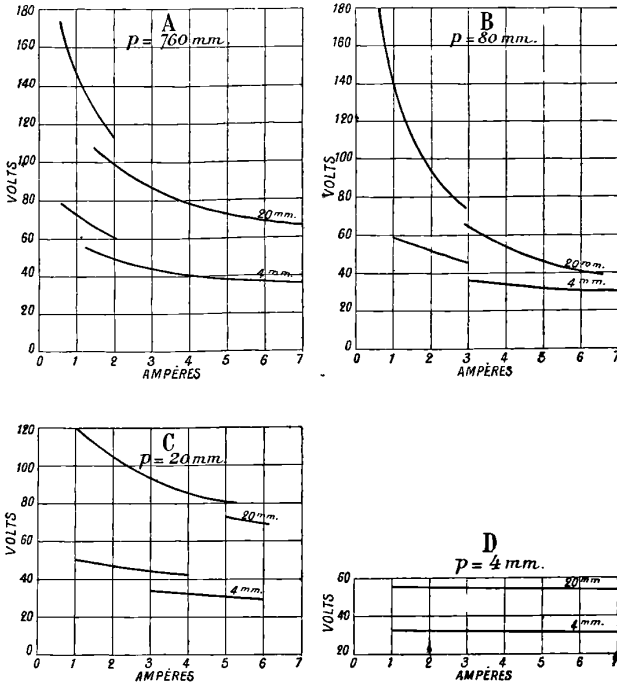


FIG. 14.

à la pression de 80 millimètres; lorsque le courant passe de 3 à 0,6 ampère, la tension croît de 75 à 180 volts. Sous la pression de 4 millimètres, la tension reste pratiquement fixe à 56 volts dans les mêmes conditions.

Variation de la différence de potentiel en fonction de la pression.
 — Laissant fixe la longueur de l'arc et l'intensité du courant, faisons décroître la pression à partir de la pression atmosphérique. La différence de potentiel entre les électrodes commence par décroître légèrement, passe par un minimum peu accusé, augmente ensuite, passe par un maximum très net, pour une valeur de la pression qui est de quelques centimètres, puis décroît très rapidement, vers des valeurs plus faibles que toutes les valeurs précé-

dentes. La dernière partie descendante de la courbe, correspondant à des pressions de quelques millimètres, est très sensiblement une ligne droite. C'est justement pour ces valeurs de la pression que la tension devient presque indépendante de l'intensité.

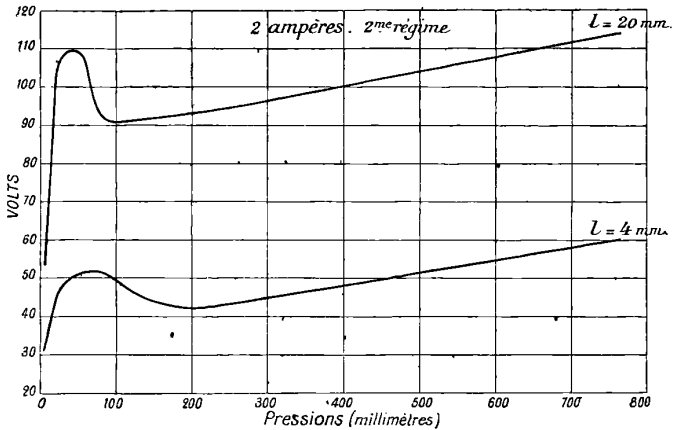


FIG. 15.

Les deux courbes de la *fig. 15* montrent la marche du phénomène à partir de la pression atmosphérique. Les valeurs de la pression sont prises comme abscisses, et la différence de potentiel aux électrodes en ordonnées. Chacune des courbes correspond à une longueur constante de l'arc (4 millimètres et 20 millimètres); toutes deux se rapportent à une intensité de courant de 2 ampères, et au second régime. On remarque qu'à partir de la pression atmosphérique, la variation est d'abord très lente, tandis que, pour des pressions de l'ordre du centimètre, la décroissance de la tension, lorsque la pression diminue, est excessivement rapide.

Pour représenter l'ensemble des phénomènes il faudrait une série de diagrammes analogues au précédent, chacun se rapportant à une valeur de l'intensité de courant. Pour montrer l'influence de cette dernière variable, on peut aussi tracer une série de courbes, toutes pour la même longueur d'arc, chacune se rapportant à une valeur de l'intensité. C'est ce qui a été fait pour les pressions inférieures à 40 millimètres sur la *fig. 16*. Toutes ces courbes correspondent à la longueur d'arc 20 millimètres, et au second régime. On voit que ,

pour les faibles pressions, la tension est presque indépendante de l'intensité.

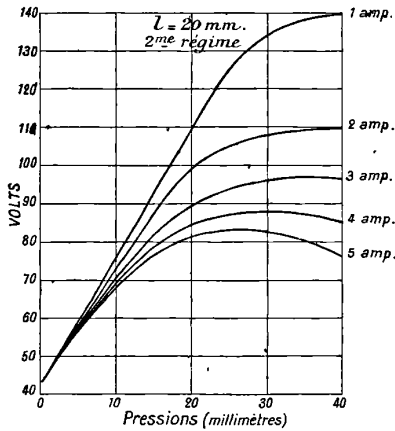


FIG. 16.

Influence de la longueur de l'arc. — Les autres facteurs restant constants, la différence de potentiel entre les électrodes croît toujours avec la longueur de l'arc. La loi de dépendance est approximativement linéaire, c'est-à-dire que la différence de potentiel V est liée à la longueur l de l'arc par une équation de la forme :

$$V = A + Bl,$$

les coefficients A et B étant d'ailleurs fonctions de l'intensité du courant et de la pression. En particulier, le coefficient B varie beaucoup avec la pression. C'est ce que montrent les différents diagrammes de la *fig. 14* où l'écart des courbes relatives aux deux longueurs d'arc est proportionnel à ce coefficient.

On voit par ce qui précède combien le phénomène, pris dans toute sa généralité, est complexe. C'est seulement aux basses pressions que l'on peut énoncer des lois approchées simples. Les valeurs de la pression auxquelles ces lois s'appliquent sont justement celles pour lesquelles l'arc prend l'aspect décrit plus haut (*fig. 12*). Dans ces conditions, la différence de potentiel aux électrodes est presque indépendante de l'intensité du courant, et croît linéairement, soit en fonction de la pression, soit en fonction de la longueur.

Les valeurs numériques qui précèdent se rapportent à l'arc au fer.

Les résultats sont analogues pour les autres métaux. En particulier, le régime aux basses pressions est exactement semblable pour le nickel, le cuivre, le charbon, le laiton.

Particularités du spectre de l'azote émis par l'arc. — Comme on l'a vu plus haut, l'arc entre tiges de fer au second régime émet avec une grande intensité, quelle que soit la pression, le spectre de l'azote et en particulier le second groupe de bandes. Le spectre émis dans ces conditions diffère par certaines particularités du spectre émis par les tubes à vide. La *fig. 11* donne une même région du spectre de l'azote obtenu dans trois conditions différentes : en A avec un tube contenant de l'air sous pression de 2 à 3 millimètres traversé par la décharge d'une bobine d'induction, en B par l'arc au fer sous faible pression, en C par l'arc au fer à l'air libre ⁽¹⁾. Tous ces spectres sont obtenus au moyen du spectroscopie à réseau.

Dans le spectre émis par le tube, on voit les têtes de bande : 3371, 3338, 3309, 3282, 3267. La première est de beaucoup la plus intense, mais les suivantes sont encore cependant bien visibles. Dans les spectres d'arc, quelle que soit la pression, les séries partant de la première tête sont tellement prédominantes que les autres sont à peine visibles.

Une différence plus frappante encore entre les deux spectres consiste en ce que la décroissance d'intensité des raies partant de la première tête est beaucoup moins rapide dans le spectre de l'arc que dans celui du tube. Dans le cas de l'arc, cette suite de raies traverse le groupe entier des cinq bandes, et l'on peut, dans chacune des séries qui composent la bande compter environ 70 raies. Dans le spectre du tube, la longueur mesurable de la bande n'atteint pas la moitié de celle qu'elle a dans le cas de l'arc.

Enfin, les intensités relatives des diverses séries partant d'une même tête sont très différentes dans les deux cas. Certaines séries qui, dans le tube, sont très faibles et à peine mesurables, sont très intenses dans le spectre de l'arc. Ces particularités délicates sont difficilement visibles sur les reproductions imprimées de spectres. La *fig. 17* donne, dans les deux cas, le dessin d'une petite région du spectre à l'échelle de 10 millimètres par angström. Les hauteurs

(1) Sur les spectres 11 B et 11 C, on voit à 3360 la tête d'une bande du cyanogène.

des traits représentent approximativement les intensités des raies (1).

Les différences entre les deux spectres ne sont pas dues à la variation de pression : les deux spectres de l'arc, l'un à la pression atmosphérique, l'autre sous une pression de quelques millimètres, paraissent absolument identiques ; c'est donc à la différence dans les conditions électriques qu'il faut attribuer la variation dans l'aspect du spectre. L'arc entre tiges de cuivre nous a donné un spectre d'azote absolument identique à celui de l'arc au fer.

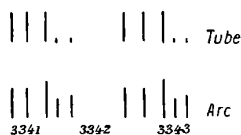


FIG. 17.

Nous n'avons pas fait une étude détaillée de toutes les bandes du spectre de l'azote ; elles semblent toutes présenter les particularités que l'on vient de décrire à propos des bandes de la région 3300.

CONCLUSIONS.

L'arc électrique consiste en un passage de courant à travers un gaz dans des conditions particulières dont nous allons rappeler la théorie.

La conductibilité électrique d'un milieu gazeux nécessite la présence d'ions dans ce milieu. Suivant leur provenance, on a tel ou tel mode de conduction,

Lorsque les ions sont engendrés par une cause extérieure (rayons X, lumière ultra-violette, rayonnement des corps radio-actifs, etc.), on a un courant essentiellement dépendant de cette cause d'ionisation, disparaissant avec elle, et susceptible de se produire sous les différences de potentiel les plus faibles.

Lorsque aucune cause de ce genre n'intervient, les ions nécessaires

(1) Hagenbach, qui a étudié aussi le spectre de l'azote émis par l'arc seulement, à faible pression, ne signale pas les particularités relatives à la décroissance des intensités dans une bande, ni à l'intensité des différentes têtes. Il observe, entre l'arc et le tube, des différences d'intensités des diverses séries ; l'une des trois plus intenses aurait presque disparu dans le cas de l'arc, ce qui aurait pour effet de remplacer les triplets par des doublets. Ce résultat est en contradiction avec le nôtre, puisque nous trouvons, dans l'arc, une augmentation d'intensité des séries qui sont les plus faibles dans le spectre du tube.

à la conduction ne peuvent être engendrés que par le mécanisme même du passage du courant. Il y a deux cas différents :

1° La décharge ordinaire (par exemple à travers un tube de Geissler), dans laquelle les ions sont produits par choc, dans le gaz lui-même. Il est facile de voir que, pour que le courant se maintienne, il faut que les ions des deux signes produisent l'ionisation par choc; cela n'a lieu, pour les ions positifs, que dans des champs intenses. c'est à cause de ce fait que la décharge de cette espèce exige des tensions de quelques centaines de volts au moins;

2° L'arc, dont la particularité caractéristique consiste en ce que des ions négatifs sont émis par la cathode portée à haute température. La nécessité d'ionisation par les ions positifs est ainsi supprimée, et il n'est plus nécessaire que le champ atteigne une aussi grande valeur. Le mécanisme est alors celui-ci : des ions négatifs sont émis par la cathode; ceux-ci, dans leur chemin vers l'anode, produisent par choc des ions positifs, ce qui n'exige pas un champ bien intense. Les ions positifs ainsi formés bombardent la cathode et la maintiennent à la haute température nécessaire pour l'émission des électrons. On voit que, dans ce phénomène, le rôle de la cathode doit être capital. C'est bien ce que nous avons trouvé : lorsque l'arc est susceptible de deux régimes, le changement porte sur la portion voisine de l'anode, mais au voisinage de la cathode, le phénomène reste toujours le même. La haute température de la cathode est une condition nécessaire; il est impossible d'obtenir un arc avec une cathode froide. C'est ainsi que l'arc ne jaillit pas entre une électrode solide et un électrolyte, lorsque celui-ci est pris comme cathode, tandis qu'il peut exister lorsque l'électrolyte est l'anode.

Au point de vue de l'émission des électrons, les divers corps chauffés se comportent très diversement. L'émission est particulièrement abondante avec le charbon, peut-être à cause des températures très élevées qu'il peut supporter. Il y a aussi émission très énergique par les oxydes métalliques, tandis qu'elle est beaucoup moindre pour les métaux. Ces faits paraissent bien se relier avec ceux que nous avons observés sur les propriétés des divers arcs. L'arc avec une cathode de charbon est toujours stable, quelle que soit l'atmosphère environnante. Au contraire, l'arc entre tiges de fer ne peut subsister que si une goutte d'oxyde existe sur la cathode; l'arc cesse d'être stable si, dans les conditions où l'on se trouve, cette goutte ne peut pas se former (tiges de fer propre dans le vide) ou se détruit d'elle-

même (arc dans l'hydrogène). Il semble, toutefois, y avoir exception pour les métaux très volatils : on sait que l'arc peut subsister dans le vide avec une cathode de mercure parfaitement propre (lampe Cooper-Hewitt) ou avec une cathode en zinc ; le métal se volatilise rapidement.

Au voisinage immédiat de la cathode, il faut que les ions positifs aient une vitesse suffisante pour maintenir celle-ci, par leurs chocs, à une température élevée ; le champ électrique doit y avoir une valeur plus grande que dans le milieu de l'arc. On a vu que, dans cette région, sont toujours émises les raies d'étincelle du métal.

D'autre part, il est nécessaire que les électrons, au moins dans quelque partie de l'arc, produisent par choc des ions positifs. Ce phénomène aura lieu principalement au voisinage de l'anode, où doit aussi exister un champ intense. Nous avons vu que cette région émet soit les raies d'étincelle du métal (premier régime, dans lequel l'ionisation doit se produire aux dépens des atomes de vapeur métallique), soit le spectre du gaz ambiant (second régime, ionisation des molécules de ce gaz).

Il est facile de comprendre que la dépendance entre la tension et les autres facteurs doit être extrêmement complexe ; la composition de l'atmosphère dans laquelle se produit le courant, sa température, la mobilité des ions, tout dépend de ces conditions. Ce n'est qu'aux pressions très basses que le phénomène peut devenir relativement simple. L'accroissement de tension en fonction de la pression doit correspondre à la diminution de mobilité des ions.

A. K. : SON ÅNGSTRÖM. — Une simple méthode pour déterminer la radiation nocturne (*Nova Acta Regiæ Societatis Scientiarum Upsaliensis*, sér. IV, vol. 2, n° 8).

Dans ce travail, le fils du regretté physicien d'Upsala décrit et étudie un instrument que son père avait construit, mais n'avait pas eu le temps de faire connaître.

La belle méthode de compensation électrique que K. Ångström a imaginée et appliquée à l'étude de l'insolation est bien connue. En 1905, K. Ångström a étudié aussi la radiation nocturne avec un instrument compensateur qu'il a construit lui-même et qui donne

à chaque instant la valeur absolue de l'irradiation (1). Mais, à cause de son prix de revient élevé, l'instrument ne se prête pas aux applications climatologiques.

Le nouvel instrument peu coûteux, de construction très simple et de maniement facile, permettra aux aéronautes, aux météorologistes et aux agronomes de déterminer pour la première fois l'élément intéressant, savoir : la radiation intégrale, pendant un certain temps. Pour cela on détermine la quantité d'éther qui se condense sur la surface d'un corps noir pendant que cette surface rayonne et se refroidit.

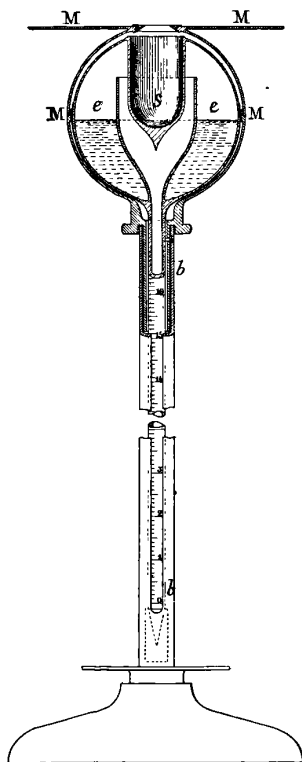


FIG. 1.

L'instrument est en verre. Il contient de l'éther, l'air en a été chassé par l'ébullition. La *fig. 1* où *s* est la surface concave noircie fait comprendre comment la surface *s* rayonne à travers l'ouverture

(1) *Nova Acta Reg. Soc. Sc. Ups.*, sér. IV, vol. 1, n° 2.

circulaire de l'enveloppe M de métal poli et comment l'éther *ee* vient compenser le refroidissement de *s* en se condensant sur cette surface, d'où il tombe goutte à goutte par la pointe de *s* dans le tube gradué *bb* (15 centimètres de longueur).

La comparaison de cet instrument avec l'instrument de compensation électrique de K. Ångström a montré qu'on peut admettre avec une assez bonne approximation que la radiation intégrale pendant le temps *t* est proportionnelle à l'accroissement L de la longueur de la colonne d'éther *b* pendant le même temps. La constante K de proportionnalité étant déterminée une fois pour toutes par cette comparaison, l'appareil mesure l'irradiation intégrale par le produit KL, et sa valeur moyenne, par $\frac{KL}{t}$.

Voici un tableau montrant que les déterminations obtenues avec cet instrument s'accordent bien avec les indications simultanées de l'instrument de compensation, et que l'influence de la température (entre 10° et — 13°) n'est pas grande. Les nombres représentent des petites calories par minute et par centimètre carré.

Date	Température	Instrument de condensation	Instrument compensateur	Date	Température	Instrument de condensation	Instrument compensateur
14 Sept.	+10°	8,2	8,4	14 Nov.	— 5°	7,6	7,9
27 —	+ 8°	2,0	2,2	15 —	— 6°	7,5	7,5
6 Oct.	+10°	8,9	9,0	16 —	—10°	6,3	6,4
30 —	+ 7°,5	8,6	8,3	17 —	— 9°	7,0	7,0
5 Nov.	+ 3°,5	7,3	6,9	27 —	—13°	6,1	6,1
7 —	+ 2°	8,3	8,2	21 Déc.	—13°	6,4	6,2
8 —	0°	7,3	7,5				

On voit que l'appareil est assez simple pour être mis entre toutes les mains. L'influence de la convection est réduite au minimum parce que l'abaissement de température de la surface *s* est très petit et que cette surface est à l'abri de l'influence directe du vent. Enfin la surface rayonnante *s* s'approche autant que possible de ce qu'on entend par un corps noir. L'instrument est construit par la société « Aktiebolag et L. J. Rose » à Upsala.

G. SAGNAC.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

1^{er} semestre 1910 (*suite*).

A. ANGOT. — Sur la variation annuelle des éléments magnétiques dans la région de Paris. — P. 569.

Le tableau des valeurs de ces éléments, de 1901 à 1909, montre que tous décroissent d'année en année, sauf : 1^o la composante nord qui augmente en s'approchant d'un maximum vers 1909 ; 2^o la composante horizontale qui a passé par un maximum en 1906-1907.

MAURICE HAMY. — L'organisation de la spectroscopie stellaire à l'Observatoire de Paris. — P. 572.

Dessin et description du spectrographe et de ses accessoires.

CH. GALLISSOT. — Sur le phénomène de Purkinje. — P. 594.

Le sens du phénomène de Purkinje ne paraît avoir d'influence sensible qu'à partir de la grandeur 6 pour les étoiles. La différence entre l'éclat observé et calculé augmente au fur et à mesure que l'éclat diminue pour atteindre près d'une grandeur stellaire vers la grandeur 11, et si on diminue dans le même rapport les éclats de deux points lumineux rouge et bleu estimés de même éclat, le rouge paraît plus brillant (l'inverse a lieu pour les plages).

HADAMARD. — Sur les ondes liquides. — P. 609 et 772.

Théorie mathématique.

E. CAUDRELIER. — Décharge des inducteurs, capacité des électrodes. — P. 615.

Nouvelle expérience montrant que la présence des traits lumineux dans l'étincelle de décharge des inducteurs est bien due à la capacité formée par les électrodes et la partie attenante du circuit.

B. GALITZINE. — Sur la détermination de l'épicentre d'un tremblement de terre d'après les données d'une seule station sismique. — P. 642 et 816.

On sait déterminer la distance de l'épicentre d'un tremblement de terre au moyen de la différence des moments d'arrivée des premiers et des seconds avant-coureurs des ondes sismiques, correspondant respectivement aux vibrations longitudinales et transversales. Deux pendules, à une même station, l'un enregistrant la composante N.-S., l'autre la composante E.-W., permettront en plus d'avoir l'azimut où viennent les ondes sismiques; d'où le lieu approximatif de l'épicentre.

Théorie et applications.

HENRI et JEAN BECQUEREL et H. KAMERLINGH ONNES. — Phosphorescence des sels d'uranyle aux très basses températures. — P. 647.

Lorsque la température s'abaisse jusqu'au point de solidification de l'hydrogène, les bandes de phosphorescence des sels d'uranyle deviennent de plus en plus fines; l'abaissement de température déplace les maxima d'émission vers les petites longueurs d'onde, et il semble que la position des bandes s'approche asymptotiquement d'une position limite quand la température s'abaisse. Si on appelle bandes homologues celles qui, dans les divers groupes, occupent les mêmes positions relatives, l'expérience prouve : 1° que les différences d'aspect entre les groupes proviennent seulement de changements progressifs dans les intensités relatives des bandes de ces groupes; 2° qu'entre deux bandes homologues consécutives, la différence des fréquences est sensiblement constante, non seulement pour une même série, mais pour toutes les séries de bandes homologues d'un même sel. De plus, la constante qui exprime la différence des fréquences entre deux bandes homologues consécutives est peu différente d'un sel à l'autre. Le caractère des spectres de phosphorescence des sels d'uranyle est celui des spectres de bandes de gaz, car leurs bandes ne sont pas sensibles aux champs magnétiques; enfin ces spectres sont caractéristiques des traces de matière en dilution et sont dus à l'uranium lui-même.

H. DESLANDRES et P. IDRAC. — Sur le spectre de la comète 1910 a. — P. 653.

Tableau.

Ch. NORDMANN. — Sur les atmosphères absorbantes et les éclats intrinsèques de quelques étoiles. — P. 669.

Théorie. Tableau des états intrinsèques de quelques étoiles.

J. BOUSSINESQ. — Propagation verticale, aux grandes profondeurs, du mouvement des ondes par émerision dans les cas d'un canal ou d'un bassin horizontalement indéfini. — P. 655.

Théorie mathématique.

H. LAROSE. — Sur l'équation des télégraphistes. — P. 680 et 1419.

Théorie mathématique.

P. VAILLANT. — Sur un cas particulier d'évaporation. — P. 689.

Calcul montrant que dans le cas limite d'un vase cylindrique indéfini, la vitesse d'évaporation est inversement proportionnelle à la racine carrée du temps. Tableau des essais de vérification avec des tubes très longs par rapport à leur diamètre.

Ch. FÉRY. — Sur un nouveau réflectomètre. — P. 691.

Les réflectomètres utilisent tous des surfaces réfringentes planes. L'auteur donne la théorie d'un réflectomètre à surfaces sphériques, sorte de diasporamètre de Boscowitch. Le liquide se placera entre les deux surfaces sphériques.

L. BLOCH. — Actions chimiques et ionisation par barbotage. — P. 695.

L'ionisation par actions chimiques (voie humide) comme l'ionisation par barbotage est un phénomène superficiel. Par exemple dans la préparation de l'hydrogène par le zinc et l'acide chlorhydrique, si on verse à la surface de l'eau acidulée un liquide étranger, l'ionisation par barbotage de l'hydrogène est supprimée. Les divergences observées entre les deux cas (actions chimiques et barbotage) peuvent tenir à la différence de grandeur qui existe entre les bulles formées par voie chimique et les bulles les plus petites formées par barbotage.

O. BOUDOUARD. — Essai des métaux par l'étude de l'amortissement des mouvements vibratoires. — P. 697.

Résultats d'essais préliminaires.

A. NODON. — Recherches sur le magnétisme terrestre. — P. 751.

A l'aide d'un magnétomètre à très faible moment d'inertie, on constate facilement qu'il se produit à des époques déterminées des variations brusques et rapides dans la direction et l'intensité du magnétisme terrestre. Ces perturbations paraissent être d'origine électrique; leur siège se trouve dans les régions supérieures de l'atmosphère terrestre où elles correspondent à des décharges instantanées et successives dirigées de l'équateur vers les pôles; elles paraissent être suivies d'aurores polaires.

A. COTTON et H. MOUTON. — Sur la biréfringence magnétique et électrique des liquides aromatiques et sur la théorie de l'orientation moléculaire. — P. 774.

On sait que les biréfringences magnétique et électrique varient suivant la même loi en fonction de la longueur d'onde. De même, en divisant les valeurs observées pour la biréfringence électrique par les valeurs de la constante diélectrique relatives aux mêmes températures, on obtient des nombres sensiblement proportionnels aux biréfringences magnétiques. Tableau.

La considération d'un diamagnétisme anisotrope permet peut-être d'expliquer l'orientation moléculaire dans le cas du champ magnétique, et cette orientation moléculaire paraît rendre compte des faits observés.

CH. MAURAIN. — Variation avec la température des propriétés magnétiques du fer dans les champs magnétiques faibles. — P. 777.

Étude, entre la température ordinaire et la température critique, de l'aimantation obtenue en réduisant l'hystérésis pour chaque valeur du champ magnétique et que l'auteur appelle aimantation anhystérique, aimantation non entièrement définie pour des champs faibles (elle dépend de la façon de réduire l'hystérésis), mais définie

pour des champs intenses. L'aimantation anhystérique, très grande dès la température ordinaire, éprouve des variations relatives beaucoup plus faibles que l'aimantation ordinaire, jusqu'à une température peu éloignée de la température critique. Les courbes dépendent d'ailleurs de la nature de l'échantillon.

ROBIN. — Phénomène de l'extinction du son par le fer. — P. 780.

Si on suspend une tige en un point situé au quart ou au tiers environ de sa longueur, on obtient, en la frappant, un son musical très pur, accompagné pour les barres suffisamment longues d'un son grave, sourd et très faible. A la température ordinaire, la hauteur du son principal émis par les barres de fer semble varier en sens inverse de la teneur en carbone. La hauteur et l'intensité de ce son diminuent avec la température, puis le son reparait à 150° dans le fer et les aciers peu carburés pour passer par un maximum et s'éteindre au rouge naissant.

Le son grave s'entend encore quand le son principal a disparu.

JEAN MEUNIER. — Sur les lois de la combustion à marche convergente.
P. 781.

Dans la combustion convergente, l'incandescence a un éclat qui dépend de la composition des mélanges gazeux; elle est en rapport avec leur intensité explosive. Cette combustion dépend de la nature du filament qui devient incandescent; pour la provoquer, le filament doit être porté à une température minima variable avec sa nature et, de plus, il doit être réfractaire à la température où le porte la combustion.

CARPENTIER. — Logomètre de M. L. Joly. — P. 826.

L'appareil se compose d'un équipage comprenant deux circuits mobiles dans le champ magnétique créé par un aimant entre les pôles duquel est disposé un noyau cylindrique de fer pour répartir convenablement les lignes de force. Il donne des indications qui ne dépendent que des intensités des courants traversant les deux circuits.

Application à la mesure des résistances.

CARPENTIER. — Stabilisateur automatique pour aéroplane de M. Regnard.
P. 829.

L'organe essentiel du stabilisateur est un gyroscope dont la masse tournante se compose d'un lourd volant et de l'induit annulaire d'une dynamo qui lui est accolé et qui peut lui faire faire plus de 10 000 tours par minute. Ce tore, suspendu à la Cardan, effectuera l'établissement de divers contacts électriques, qui mettront en mouvement les moteurs commandant les palettes du gouvernail de profondeur et les ailerons de redressement.

RENÉ ARNOUX. — L'équilibre longitudinal et la courbure des surfaces portantes des aéroplanes. — P. 834.

Étude montrant que le centre de gravité de l'aéroplane, pour assurer à l'angle d'attaque de ses surfaces portantes une valeur suffisante, doit être porté d'autant moins en avant que la courbure des surfaces portantes est plus grande. La stabilité de l'aéroplane sera réalisée si le centre de sustentation se porte en avant de la verticale du centre de gravité, lorsque l'angle d'attaque diminue et en arrière lorsque cet angle augmente; ceci a lieu pour les surfaces portantes planes, mais non pour les surfaces concaves.

A. COTTON et H. MOUTQN. — Sur la relation de Havelock entre la biréfringence et l'indice de réfraction. — P. 857.

De même qu'elle explique les autres résultats sur la biréfringence magnétique ou électrique des liquides, l'hypothèse de l'orientation moléculaire est d'accord avec la relation de Havelock :

$$n' - n'' = C \frac{(n^2 - 1)^2}{n},$$

n étant l'indice du milieu isotrope, C une constante, n' et n'' les indices principaux du milieu réfringent biaxe.

F. GROZE. — Prolongement du spectre de bandes de l'azote dans le rouge extrême et l'infra-rouge. — P. 860.

L'auteur a obtenu une série de huit bandes en parfaite continuité avec le premier groupe de Deslandres; elles forment un cinquième

sous-groupe moins réfrangible qui s'ajoutera aux quatre déjà connus. En prolongeant plusieurs heures le temps de pose, on obtient encore une nouvelle série de huit bandes, dont les six dernières formeront un sixième sous-groupe.

Tableau.

V. CRÉMIEU. — Sur une erreur systématique qui limite la précision de l'expérience de Cavendish. Nouvelle méthode pour l'étude de la gravitation. — P. 863.

La balance de Cavendish est soumise non seulement au couple de torsion propre du fil, mais encore à un couple supplémentaire (non connu et de l'ordre du $\frac{1}{1\ 000}$ du premier), provenant de la flexion du fil.

La méthode décrite par l'auteur utilise cette flexion.

Entre deux cylindres creux d'axe vertical, on dispose un disque circulaire (formé de deux disques accolés), suspendu par un fil métallique fin, de telle façon que le centre du disque soit dans le plan vertical des axes cylindriques, à la hauteur et à égale distance des milieux de ces axes. Le plan du disque se trouve en outre perpendiculaire au plan des axes. La densité de la Terre se mesurera par la déviation du disque, obtenue quand on fait passer le mercure remplissant l'un des cylindres dans l'autre.

L'appareil est de plus un microsismographe; il permet d'apprécier des variations de la verticale de l'ordre de $\frac{1}{1\ 000}$ de seconde.

Marche de l'expérience.

C. CHENEVEAU. — Sur les pouvoirs réfringents ou les constantes optiques des corps dissous dans des dissolutions très étendues. — P. 866.

L'ionisation ne paraît pas avoir d'influence sensible sur le pouvoir réfringent $\frac{n_s - 1}{d_s}$ ou la constante optique $\frac{n_s - 1}{C}$ d'un corps dissous dans les solutions dont les concentrations sont supérieures à 0^{gr},5 par litre (n_s et d_s désignant l'indice et la densité du corps dissous, C la concentration en grammes par litre).

LOUIS WERTENSTEIN, — Sur le parcours des projections radioactives. — P. 869.

La projection d'une matière radioactive par sa substance mère est un phénomène qui accompagne toutes les transformations radioactives où les particules α sont émises. Ces particules se propagent en ligne droite sensiblement jusqu'au point où elles s'arrêtent, en parcourant un chemin bien déterminé pour chaque espèce de particules α . L'auteur a vérifié qu'il en était de même dans le cas de la projection du radium B par le radium A. Les particules du radium B projeté vont en ligne droite jusqu'au point où elles s'arrêtent; leur parcours dépend de la pression; il était égal à 2 millimètres sous la pression de 45 millimètres de mercure.

F. DIENERT. — De la recherche des substances fluorescentes dans quelques eaux minérales. — P. 891.

Tableau des résultats obtenus avec des eaux minérales des régions de Vichy, Clermont-Ferrand, des monts Dore et de Spa. Toutes ces eaux contiennent des substances fluorescentes en général en quantité très faible, d'autant plus faible que la température de l'eau, que le résidu fixe sont plus élevés, que la source est mieux captée, que l'eau est moins goudronneuse.

B. GALITZINE. — Sur l'ébranlement des édifices. — P. 901 et 1041.

Les moteurs animés de grandes vitesses de rotation qui ne sont pas bien équilibrés produisent sur les édifices voisins des ébranlements continuels très sensibles et qui peuvent être dangereux. L'auteur décrit un appareil propre à étudier ces ébranlements; il se compose essentiellement d'une lame fixée à un socle solidaire d'un plancher de la maison, lame dont le moment d'inertie peut varier par déplacement d'un poids (pour l'amener à la résonance, dont les oscillations sont amorties et qui porte à son extrémité un style qui inscrira sur un cylindre enregistreur. — Théorie. — Les résultats expérimentaux sont les suivants :

1° Dans le voisinage d'un moteur Diesel, les vibrations verticales prédominent;

2° Dans les étages supérieurs, les vibrations sont plus grandes qu'en bas ;

3° Les vibrations horizontales sont plus grandes dans la direction perpendiculaire à la façade la plus longue de l'édifice que dans la direction de la façade même ;

4° Pour un édifice éloigné, les mouvements verticaux et horizontaux sont à peu près du même ordre de grandeur, nuls pour une distance de l'ordre de 100 mètres.

DUSSAUD. — Sources lumineuses à surfaces réduites employées normalement ou obliquement. Sources lumineuses en mouvement. — Applications pratiques. — P. 904.

Ces sources lumineuses en mouvement sont constituées par une lampe à 100 bougies d'axe horizontal, formée de filaments de 2 centimètres de long, et à qui on imprime un mouvement de rotation ou de translation. Elles remplacent avantageusement l'arc du poste cinématographique, car elles dégagent beaucoup moins de chaleur, par suite présentent moins de dangers.

F. CHARRON. — Rôle lubrifiant de l'air dans le frottement des solides. Frottement dans le vide. — P. 906.

Le frottement de corps parfaitement polis devient presque nul pour une certaine valeur critique de la vitesse, valeur qui est fonction de la nature et de l'état du lubrifiant ainsi que de la charge et des formes géométriques du frotteur. En faisant le vide entre les corps frottants, le coefficient de frottement a paru très sensiblement indépendant de la vitesse.

L. GRENET. — Sur la cémentation des aciers au silicium. — P. 921.

Ces aciers ne se cémentent pas pratiquement dans le charbon de bois, mais se cémentent au contraire très bien dans les produits cyanurés.

LÉO VIGNON. — Phénomènes de transport électrique dans les solutions de certaines matières colorantes. — P. 923.

Ce transport est le déplacement de certains colloïdes en fausses solutions dans un liquide, sous l'influence d'un champ créé par deux

électrodes plongeant dans ce liquide. Ces phénomènes sont très nets avec toutes les matières colorantes en solution colloïdale, c'est-à-dire en granules non dissous qui possèdent des charges électriques; ils ne se produisent pas dans les solutions vraies de matières colorantes.

V. HENRI, A. HELBRONNER et MAX DE RECKLINGHAUSEN.

Stérilisation de grandes quantités d'eau par les rayons ultraviolets. — P. 932.

Description d'un appareil (à lampes Cooper-Hewitt en quartz), permettant de réaliser la stérilisation de grandes quantités d'eau avec une dépense maxima de 36 watts-heures par mètre cube.

C.-E. GUYE et A. TSCHERNIAVSKI. — Mesure des très hauts potentiels au moyen d'électromètres sous pression. — P. 911.

Si on place l'électromètre dans un gaz sous pression, on peut : 1° supprimer les effluves, les aigrettes, le vent électrique; 2° rapprocher les pièces entre lesquelles s'exercent les actions électro-statiques et augmenter ainsi l'intensité de ces actions; 3° avoir une constante de l'appareil à peu près indépendante de la pression du gaz, et 4° un amortissement facilement réglable.

G. URBAIN. — Sur l'analyse magnéto-chimique des terres rares. — P. 913.

La méthode repose sur la mesure des coefficients d'aimantation qui varient d'une terre à l'autre dans des proportions considérables. On utilise la balance magnétique de Curie et Chéneveau en opérant soit sur des solutions, soit sur les oxydes provenant d'une calcination récente des oxalates. La loi suivant laquelle varie le magnétisme en fonction de la composition des mélanges ayant été déterminée au préalable, on peut connaître à $\frac{2}{100}$ près, par la mesure des coefficients d'aimantation, la composition d'un mélange de deux terres voisines.

CH. DHÉRÉ et GORGOLEWSKI. — Sur la préparation et sur quelques propriétés physico-chimiques de la gélatine déminéralisée. — P. 934.

La gélatine déminéralisée (par dialyse ou congélation) a une conductibilité spécifique plus faible, et devient nettement électro-néga-

tive; elle se gélifie, mais moins bien qu'en présence d'électrolytes. Ses solutions sont opalescentes entre certaines limites de concentration.

J. THOULET. — Sédiments marins d'origine éolienne. — P. 947.

L'examen d'un nombre considérable d'échantillons marins profonds très éloignés des côtes prouve que les résidus minéraux, après dissolution du carbonate de chaux, offrent une complète identité avec la poussière des clochers, et sont par suite d'origine éolienne. Même origine pour une partie des argiles sous-marines.

ARTHUR R. HINKS. — La parallaxe solaire déduite des observations micrométriques d'Eros, faites en 1900-1901. — P. 951.

$$\pi = 8'',806 \pm 0'',004.$$

A. PETOT. — Sur le mode d'action des roues motrices. — P. 960.

Théorie.

C.-E. GUYE et H. SCHAPPER. — Sur le frottement intérieur des métaux aux basses températures. — P. 962.

Tableau pour le Cu, Zn, Au, Ni, Pd, Pt.

Le cuivre et le zinc ont des coefficients d'amortissement franchement décroissants avec la température, comme l'Ag, Al, Fe. L'or a un coefficient d'amortissement qui se relève à la température de l'air liquide. Quant aux Ni, Pd, Pt, les coefficients sont trop petits pour qu'on observe une loi de variation nette. Du reste, la valeur du coefficient d'amortissement est fonction des cycles de température ou des actions mécaniques auxquels le métal a été soumis.

MONNERET. — Mouvement d'un liquide dans un tube. — P. 964.

La période des oscillations d'une colonne liquide dans un tube en U est égale à

$$T' = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} \sqrt{1 + \frac{\log^2 A}{4\pi^2 \log^2 e}}, \quad A > 3,16 = \sqrt{10} \text{ (Premier régime);}$$

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}, \quad A < 3,16 \text{ (Deuxième régime).}$$

l , longueur de la colonne liquide; A , amortissement ou rapport de deux amplitudes consécutives d'un même côté de la position d'équilibre.

Le coefficient de frottement η est égal à

$$\eta = \frac{\mu r^2 \log A}{4T' \log e} \text{ (Premier régime);}$$

$$\eta = \frac{\mu r^2 \log A_0}{4T' \log e} \text{ (Deuxième régime, } T' \text{ se rapporte aux amplitudes très faibles);}$$

μ , masse spécifique du liquide; r , rayon du tube.

Amortissement critique A_c :

$$\log A_c = \frac{1}{2}.$$

Deux régimes aussi pour l'écoulement uniforme d'un liquide dans un tube rectiligne :

$$H = \frac{8\eta l D}{\pi r^4 g \mu}$$

ou, si D n'est pas très petit :

$$H = \frac{8\eta l D}{\pi r^4 g \mu} + \frac{D^2}{2\alpha^2 g \pi^2 r^4} \text{ (Premier régime, dit de Poiseuille).}$$

H , charge; D , débit; α varie de $\frac{\sqrt{2}}{2}$ pour $r = 0$ à $0,06$ quand r augmente.

Le deuxième régime est caractérisé par l'équation :

$$\left(\frac{t}{l} - 1\right)^{1,36} = 1,6 \left(\frac{V}{V_c} - 1\right).$$

V , vitesse moyenne; V_c , vitesse critique; $\frac{\mu r V_c}{\eta} = 1.000$ (Reynolds);

$L = \frac{\pi r^4 g H_0 \mu}{8\eta D}$ (H_0 , charge absorbée par les frottements).

L, BLOCH. — Ionisation par pulvérisation des liquides. — P. 967.

Les liquides actifs par barbotage sont seuls actifs par pulvérisation. Les courants d'ionisation qu'ils fournissent sont en général du même ordre pour les ions des deux signes, et, lors qu'on augmente

la pression de l'air dans le pulvérisateur, les effets croissent beaucoup plus vite que le débit.

DE BROGLIE et BRIZARD. — Ionisation par barbotage et actions chimiques. P. 969.

Quand des bulles passent d'un liquide à un autre liquide superposé, une enveloppe du liquide inférieur accompagne les bulles à travers le milieu supérieur et retombe après l'éclatement. La surface liquide, pulvérisée par la petite explosion, appartient donc en partie au liquide inférieur, ce qui explique l'ionisation dans le cas où le milieu supérieur est inactif par barbotage, par exemple⁽¹⁾, l'ionisation de l'hydrogène préparé par Zn et HCl, l'eau acidulée étant recouverte d'une couche de benzène.

LOUIS DUNOYER. — Sur une nouvelle circonstance de formation des rayons cathodiques. — P. 970.

On considère en général que la nature de la cathode est sans importance. Faisons le vide dans un tube à électrodes d'acier, communiquant avec une ampoulé à sodium que l'on chauffera ensuite. Après expulsion des gaz occlus, le sodium distille, vient se condenser en mince dépôt sur les parois du tube, et, quand la pression est redevenue assez basse, si on fait passer la décharge, on constate, si les gouttelettes condensées sont suffisamment petites, que la paroi est parsemée d'un grand nombre de petites taches fluorescentes vertes, très brillantes, très bien définies, parfaitement fixes. Ces taches persistent même aux plus basses pressions (où le reste de la paroi n'est plus fluorescent) ; il y a donc là un moyen d'obtenir des rayons cathodiques intenses, observables commodément et de très grande vitesse. Le même phénomène se reproduit avec le potassium ou le rubidium à la place du sodium, le platine à la place de l'acier. Il est nul avec l'aluminium.

Si on fait rentrer ensuite l'air, puis qu'on vide à nouveau, les taches ne réapparaissent plus : l'état de la surface des centres d'émission a donc une grande importance. Enfin, sur l'électrode (recouverte de sodium), on observe un point très brillant, orangé, sommet d'un cône de rayons cathodiques.

(1) ВЛОСН, *C. R.*, 1910, p. 695.

H. DESLANDRES. — Distribution des filaments dans la couche supérieure de l'atmosphère solaire. — P. 1007.

Historique. — Entre la courbe polaire et l'équateur se trouvent ordinairement les filaments les plus noirs et les plus longs. Ils sont à peu près parallèles à l'une des trois directions d'un hexagone régulier, fixé au méridien et dont un côté est parallèle ou perpendiculaire à ce méridien.

Le long filament est en général isolé, avec des amorces de filaments qui s'en détachent de distance en distance, surtout aux extrémités, et font avec lui un angle voisin de 120° .

L'extrémité ouest du filament à la latitude la plus basse, propriété liée vraisemblablement à la rotation du soleil.

Le filament semble être la contre-partie d'une tache, car, quand la tache diminue, les filaments apparaissent, indiquant probablement des courants de convection souvent divisés en tourbillons cellulaires.

P. LOWELL. — Sur la nouvelle méthode de photographie planétaire employée à l'Observatoire Lowell, à Flagstaff (Arizona). — P. 1026.

Cette méthode consiste dans l'emploi d'un écran spécial associé à des plaques convenablement choisies, de telle sorte que les rayons jaunes voisins de la raie D sont seuls à agir sur la plaque, résultat obtenu même avec un objectif de $0^m,61$ d'ouverture. En outre, les variations des conditions atmosphériques ont été étudiées de manière à exposer les plaques seulement lorsque les images sont tout à fait nettes.

U. SCHOOP. — Nouveau principe de métallisation. — P. 1044.

Il consiste à projeter sur les surfaces à recouvrir du métal fondu et pulvérisé au moyen de buses appropriées, en employant certains gaz (azote en particulier) ou vapeur à température élevée et sous forte pression (vapeur d'eau surchauffée, etc.). Les métaux qui se prêtent très bien au procédé sont ceux qui deviennent très fluides à l'état de fusion (Sn, Pb, Cu, alliage d'Al).

Application à la métallisation des objets, etc., à la fabrication des clichés d'impression, galvanos, tubes sans soudure, etc.

J. de Phys., 4^e série, t. IX. (Décembre 1910.)

64

P. VAILLANT. — Sur une loi de Stefan relative à l'évaporation. — P. 1048.

« Si un liquide est placé dans un vase qui ne communique avec l'extérieur que par un orifice à paroi mince, la vitesse d'évaporation est proportionnelle aux dimensions linéaires de l'orifice. »

Cette loi de Stefan, pour une surface libre donnée et un orifice partant de zéro pour croître d'une façon continue, donne d'abord des nombres trop faibles, puis exacts, puis trop forts ; les limites entre lesquelles elle paraît exacte varient d'ailleurs avec le degré de volatilité du liquide. De plus, la vitesse d'évaporation dépend aussi du diamètre de la surface libre, d'autant moins, du reste, que le liquide est moins volatil et la surface libre plus grande par rapport à l'ouverture.

H. OLLIVIER. — Réaimantation spontanée du fer. — P. 1031.

BOUTY. — P. 1034.

Faisons passer dans un électro un courant très intense i dans un sens que nous appellerons positif. Coupons ce courant, l'aimantation décroît jusqu'à une certaine valeur ; faisons ensuite passer un courant négatif i' (quelques dixièmes d'ampère), coupons-le, refaisons-le passer, etc. On arrive ainsi à un cycle limite. Alors, pour $i = 0$, l'aimantation a une valeur positive J . pour i négatif et décroissant (en valeur absolue) jusqu'à i' , l'aimantation prend une valeur négative J' 30 à 40 fois plus grande (en valeur absolue) que J , Puis, i retendant vers 0, on retrouve l'aimantation J . Il y a eu réaimantation spontanée et totale du fer. M. Maurain a trouvé de même sur des tiges d'acier des réaimantations d'autant plus accusées que le rapport de la longueur au diamètre était plus petit et l'aimantation plus loin d'être uniforme.

M. Bouty, dès 1876 ⁽¹⁾, avait constaté qu'un barreau d'acier, aimanté dans un certain sens et soumis à un champ démagnétisant tel que son moment magnétique soit nul (moment résultant de la bobine et du barreau égal à celui de la bobine seule) se trouve cependant aimanté dans le sens primitif, quand le champ démagnétisant a cessé d'agir.

(1) C. R., t. LXXXII.

P. PASCAL. — Mesure des susceptibilités magnétiques des corps solides.
P. 1033 et 1514.

CHENEVEAU. — P. 1318.

M. Pascal remplace la méthode du tube en U par la mesure à l'aide de la balance de la pression exercée par le champ magnétique à la surface du liquide; cette mesure se fait en maintenant l'équilibre de la balance par une surcharge convenable; on peut compter ainsi sur une précision du $\frac{1}{150}$. M. Chéneveau, comparant les différentes méthodes de mesure, conclut au contraire que la sensibilité de l'appareil Curie n'est pas inférieure à celle des autres. Réponse de M. Pascal maintenant ses conclusions.

GABRIEL VALLET. — Stérilisation de grandes quantités d'eau au moyen des rayons ultra-violetts. — P. 1077.

Utilisation des lampes à mercure en quartz.

Il est possible, avec une seule lampe de 110 volts, de stériliser 10 mètres cubes d'eau à l'heure :

- 1° En donnant à l'eau une limpidité parfaite;
- 2° Maintenant l'eau de façon que les masses nouvelles arrivent bien progressivement au contact de la lampe;
- 3° En laissant illuminer chaque molécule d'eau au moins une minute;
- 4° En recueillant l'eau, pour la conduire au dehors, dans la couche entourant immédiatement le tube.

La consommation de la lampe est de 4 hectowatts-heure.

ALBERT NODON. — Recherche sur l'ionisation de la source chaude des thermes d'Hammam-Salahin, près de Biskra. — P. 1083.

En prenant pour unité l'ionisation produite par 1 gramme d'oxyde noir d'uranium, l'ionisation positive de l'eau fut trouvée égale à 0,1 par litre et la négative à 0,05 par litre. Cette eau est donc à la fois radioactive dans la proportion de 0,05 par litre et ionisée positivement dans la même proportion de 0,05.

A. LEAUTÉ. — Surintensités et surtensions dues à la manœuvre des interrupteurs de tableau. — P. 1111.

Théorie montrant que, lorsqu'on ferme une ligne industrielle souterraine au moyen d'un interrupteur de tableau sur un transformateur sans capacité, les surtensions et surintensités qui se produisent ont très sensiblement la même période que si la ligne était ouverte à son extrémité.

E. BLOCH. — Sur les courbes de saturation dans l'effet photo-électrique de Hertz. — P. 1113

Lorsque le champ électrique augmente, le courant photoélectrique croît également, moins rapidement que le voltage; mais le palier horizontal qui précède d'ordinaire la période d'ionisation par chocs est remplacé par une courbe nettement ascendante, c'est-à-dire qu'une véritable saturation n'est jamais atteinte; elle est en général plus facile à approcher pour les petites longueurs d'onde.

Tableau pour le zinc.

Le champ magnétique à la pression ordinaire abaisse le courant photoélectrique, sans que la courbe de saturation change de sens.

On peut interpréter ces phénomènes en considérant les ions de l'effet Hertz une fois produits aux dépens des électrons qui sortent du métal éclairé, comme ramenés partiellement vers lui par la diffusion. Cette théorie qui concorde remarquablement avec l'expérience donne $2,4 \cdot 10^{-4}$ cm pour le parcours libre que les électrons, sortant du métal, effectuent dans le gaz avant d'être transformés en ions négatifs ordinaires et donne pour leur vitesse d'émission $5 \cdot 10^7$.

DE BROGLIE. — Sur l'ionisation des gaz par les actions de division mécanique des liquides : corps actifs et inactifs. — P. 1115.

L'ionisation des gaz, par action mécanique de division des liquides, présente les mêmes caractères, quel que soit le procédé employé, et met toujours en évidence les deux catégories de liquides actifs et inactifs, l'activité étant peut-être liée à la présence de l'eau dans les corps qui présentent cette propriété. L'électrisation est due à la rupture des surfaces liquides.

CH. ANDRÉ. — Sur l'effet produit lors des orages à grêle par les tirs grêlifuges.
P. 1023.

VIOLLE. — P. 1087.

D'après M. André, l'effet est nul; M. Violle le conteste et souhaite de nouvelles statistiques.

A. BERNARD et P. IDRAC. — Deuxième série de recherches (1)
sur la comète de Halley et son spectre à l'observatoire de Meudon. — P. 1161.

Le spectre continu du noyau s'étend de $\lambda = 660$ à $\lambda = 393$. On a trouvé dans la chevelure la bande 388 du cyanogène, la bande 474 des hydrocarbures, la bande λ 391 de l'azote, les bandes λ 516 et λ 568, et deux bandes voisines de λ 408 et λ 438.

J.-J. LANDERER. — Sur la polarisation de la lumière solaire. — P. 1164.

Complément à la méthode exposée (2), qui repose :

- 1° Sur un fait d'observation : la polarisation de la lumière lunaire ;
- 2° Sur la nature âpre ou raboteuse des mers lunaires et l'unité de leur composition globale.

PAUL PASCAL. — Analyse magnétique de quelques groupements chromophoriques.
P. 1167.

Etude de la susceptibilité moléculaire de quelques colorants azoïques et de quelques dérivés du triphénylméthane, susceptibilité qui dépend essentiellement de la structure des composés. Cette étude montre que l'existence d'une coloration marquée est presque toujours corrélative d'une structure quinonique, souvent accompagnée du tautomère phénolique, surtout à froid, au moins dans les corps à fonction oxygénée.

Dans les matières aminées, il ne semble pas exister de tautomère quinonique.

(1) C. R., t. CXLIX.

(2) C. R., t. CIX, p. 360.

DANIEL BERTHELOT et HENRI GAUDECHON. — Effets chimiques des rayons ultraviolets sur les corps gazeux. Actions de polymérisation. — P. 1169.

Ces rayons sont produits par des lampes en quartz à vapeur de mercure. Agissant sur l'acétylène seul, ou ses mélanges avec l'hydrogène ou l'azote, ils provoquent la polymérisation de ce carbure (polymère solide de couleur jaune fauve).

Agissant sur l'éthylène, ils déterminent la production d'un de ses polymères (liquide cireux d'odeur de graisse rance).

Agissant sur le mélange d'éthylène et d'acétylène, ils donnent à la fois les deux polymères.

Les rayons ultraviolets polymérisent de même le cyanogène (dépot solide couleur marron) et l'oxygène (formation d'ozone).

PABLO-MARTINEZ STRONG. — Sur la nature colloïdale des acides chromopolysulfuriques. — P. 1173.

Cette nature colloïdale a été révélée par l'étude à l'ultramicroscope Cotton-Mouton.

MARAGE. — Développement de l'énergie de la voix. — P. 1193.

L'énergie de la voix est donnée par le produit VH du volume V d'air qui s'échappe des poumons sous une pression H . Pour accroître cette énergie, après avoir augmenté V par des exercices respiratoires, il faut augmenter H en fortifiant les muscles de la paroi abdominale et en forçant les cordes vocales à se joindre sur la ligne médiane au moyen d'exercices sur les voyelles E et I .

E. OVIVET. — Sur l'équation différentielle du mouvement d'un projectile sphérique pesant dans l'air. — P. 1229.

Théorie mathématique.

HERRGOTT. — Le thermopile électrique : tissus, tapis, tricots chauffant par l'électricité. — P. 1233.

Dans ces thermopiles, c'est au tissage même que les fils électrothermiques et textiles sont incorporés aux tissus, qui conservent ainsi

leur aspect habituel et leur souplesse. Le nickel, seul métal employé, étant peu oxydable permet les applications humides, et comme sa résistivité augmente vite avec la température, il devient son propre régulateur, entretenant le dégagement de chaleur sans dépenser beaucoup. Les thermopiles s'exécutent en toutes dimensions; on peut même les fractionner en autant de circuits que l'on veut, circuits disposés en dérivation. Au point de vue médical, ils permettent d'avoir des températures allant jusqu'à 150°; il peuvent être utilisés encore comme tissus-filtres pour matières grasses ou toiles sans fin pour le séchage ou le satinage sous presse.

A. DE GRAMONT et DRECQ. — Sur certaines conditions d'apparition du spectre de bandes attribué au cyanogène. — P. 1235.

Ces bandes peuvent apparaître sans la présence antérieure du cyanogène et dans des conditions où celui-ci est détruit s'il se forme temporairement, s'il y a présence simultanée des éléments carbone et azote.

HOULLEVIGUE. — Sur la dimension des éléments matériels projetés par les cathodes des tubes à vide. — P. 1237 et 1683.

Étude de la conductibilité électrique des dépôts d'argent cathodiques. La pellicule d'argent, au début grisâtre, puis rose, puis bleue, acquiert d'abord un pouvoir réflecteur très accusé et ne présente aucune discontinuité au microscope; cependant sa résistance est infinie. Si l'on continue le dépôt, la conductibilité apparaît brusquement; elle s'établit probablement au moment où, le dépôt s'effectuant par grains, ces grains en contact forment une ligne conductrice entre les prises de courant. Le calcul et les propriétés de ces grains montrent qu'ils ne diffèrent pas essentiellement des granules des métaux colloïdaux (argent colloïdal de Brédig).

H. DESLANDRES. — Influence des comètes sur l'atmosphère terrestre d'après la théorie cathodique. — P. 1281.

Cette théorie fait intervenir un rayonnement cathodique ou même un rayonnement corpusculaire, de vitesse plus grande, analogue au

rayonnement β du radium et émané du Soleil. Elle explique aisément l'illumination de la queue et la force répulsive solaire. La queue va être une source de rayons X qui ioniseront les gaz de l'atmosphère et provoqueront la condensation immédiate des vapeurs sursaturées, d'où pluie.

P. VILLARD et H. ABRAHAM. — Sur l'existence de deux potentiels explosifs.
P. 1286.

Pour un système donné d'électrodes, il existe deux potentiels explosifs. Le premier, qu'on peut appeler potentiel d'aigrette, peut accidentellement faire éclater une étincelle disruptive; le second paraît devoir être le potentiel explosif normal et même le seul qu'on observe dans certains gaz; pour toute tension comprise entre ces deux limites, il s'établit un régime de décharge silencieuse et continue. Au voisinage direct de l'anode, comme le champ électrique est particulièrement intense et à variations rapides, l'ionisation du gaz s'y localise et elle s'accompagne de production de lumière. Les centres négatifs arrivent avec de grandes vitesses sur l'anode qui les absorbe, et certains peuvent former de véritables rayons cathodiques provoquant la phosphorescence de substances déposées sur l'anode. Les centres positifs repoussés s'éloignent à l'état d'ions formant un vent électrique positif, qui transporte par convection la totalité du courant jusqu'à la cathode.

DE KÉRILLIS. — L'aurore boréale. Lois et théories héliodynamiques. — P. 1296.

Théorie s'appuyant sur ce que l'aurore boréale est produite par l'action combinée du magnétisme terrestre et de l'induction solaire; elle donne des résultats concordant avec les résultats expérimentaux pour les courbes d'équifréquence aurorale, pour le maximum auroral qui doit se produire en hiver dans les régions polaires, en été dans les latitudes moyennes, aux équinoxes dans les latitudes intermédiaires, etc.

G. SAGNAC. — Sur les interférences de deux faisceaux superposés en sens inverses le long d'un circuit optique de grandes dimensions. — P. 1302 et 1676.

Le principe de la méthode est le suivant :

Les vibrations d'un faisceau lumineux CI, issu d'un collimateur

C, se divisent en I, sur une face argentée transparente d'une glace de verre, en vibrations transmises T et réfléchies R, qui se réfléchissent sur des miroirs plans parcourant en sens inverse des chemins $IM_1M_2\dots I$ et $I\dots M_2M_1I$.

Au retour en I sur l'argenteure transparente, les T sont transmises, les R sont réfléchies; une lunette reçoit les deux systèmes et en plus, un polariseur définit une vibration perpendiculaire au plan du circuit. On obtient alors des franges d'interférence, localisées si la source est étendue et visibles en lumière blanche. L'auteur décrit le réglage et la méthode pour l'agrandissement spécial des franges; il a remplacé la glace argentée par un séparateur de vibrations, formé de deux prismes triangulaires isocèles, aussi identiques que possible, rapprochés par leurs troisièmes faces et orientés parallèlement de façon à former un prisme rhombe. La lame d'air entre les deux faces adjacentes de verre joue le rôle de l'argenteure transparente.

Les franges en lumière monochromatique sont noires et à centre noir pour le jaune verdâtre, sombres sans être noires pour le rouge et le violet. En lumière blanche, on observe une frange centrale à teinte sensible, étroite et particulièrement propre aux pointés, et des franges colorées séparées les unes des autres par des intervalles presque entièrement blancs.

A. CHASSY. — Absorption d'énergie par le passage d'un courant alternatif dans un gaz à la pression atmosphérique. — P. 1305.

Un gaz soumis à un champ électrique alternatif suffisamment intense devient conducteur; le rapport de la chaleur dégagée à l'intensité du courant qui traverse le gaz croît avec cette intensité et tend à devenir constant quand le courant croît.

PAUL JEGOU. — Détecteur électrolytique très sensible fonctionnant sans force électromotrice auxiliaire. — P. 1307.

Il est constitué par un amalgame mercure-étain pur au contact de l'eau acidulée par l'acide sulfurique, dans laquelle plonge une pointe sensible semblable aux pointes sensibles des détecteurs ordinaires. Sa sensibilité ne s'altère pas avec le temps, les chocs, les trépidations, et il peut être utilisé en montage direct ou en montage indirect par dérivation.

PIERRE SÈVE. — Sur un nouveau modèle de balance pour la détermination des champs magnétiques. — P. 1309.

Description et dessin de l'appareil, qui n'est qu'un perfectionnement de la balance de Cotton ⁽¹⁾, et qui donne le millième dans les mesures soignées.

A. LAFAY. — Sur une modification de la résistance de l'air produite par des rugosités convenablement disposées sur la surface d'un corps. P. 1312.

Quand on place dans un courant d'air, horizontal par exemple, un corps poli cylindrique à génératrices horizontales et perpendiculaires à la direction du courant, l'air s'infléchit de part et d'autre du corps et il se trouve sur la surface frappée un point où l'air est en repos, avec une pression maxima. La pression diminue à partir de ce point et ne devient égale à la pression extérieure que dès que le plan tangent au cylindre fait avec l'horizon un angle de 50 à 60° ; on atteint ensuite une zone de dépression maxima (où la tangente fait alors avec l'horizon un angle de 10 à 20°).

Ce maximum de dépression dont la valeur augmente rapidement avec la vitesse du vent, est très supérieur à la surélévation de pression ; on peut diminuer son effet néfaste en transformant la région correspondante en région rugueuse. Application au profit des pales d'hélices.

GEORGES MESLIN. — Sur la structure des raies spectrales. — P. 1315.

Dans l'emploi du spectroscopie à échelons de Michelson ou la lame de Lummer et Gehrcke, on a une série de lignes brillantes A, B, C, et un intervalle fondamental formé par deux lignes brillantes B, C par exemple, correspondant, pour une même longueur d'onde, à une variation de une unité de l'ordre d'interférence ou, pour un même numéro d'ordre, à une variation de longueur d'onde égale à ε , ε dépendant des constantes de l'appareil. Si dans l'intervalle fondamental se trouve une raie brillante supplémentaire, partageant l'intervalle dans le rapport de m à n , elle présentera par rapport à A

(1) A. Cotton, *J. de Phys.*, 3^e série, t. IX, p. 383, et 4^e série, t. VI, p. 433 ; 1907.

une variation de longueur d'onde $+\frac{m}{m+n}\epsilon$ ou $-\frac{n}{m+n}\epsilon$ par rapport à B, le retard augmentant de B vers C.

Pour lever l'indétermination, on prendra un même appareil, mais de constantes différentes. On hésitera alors entre les deux valeurs $+\frac{m'}{m'+n'}\epsilon'$ ou $-\frac{n'}{m'+n'}\epsilon'$, dont une seule coïncidera avec une des deux valeurs précédentes.

LOUIS MALCLÈS. — Sur l'effet de la pénétration dans les diélectriques. — P. 4319.

Jusqu'à 800 volts, on peut être certain qu'une nappe diélectrique solide ou liquide, dont une seule face touche le métal, n'est pas pénétrée par l'électricité du conducteur adjacent. Expériences avec la gutta, le caoutchouc et l'huile de vaseline.

BARRE. — Sur la solubilité du sulfate d'argent dans les sulfates alcalins. — P. 1321.

Tableau de la solubilité dans le sulfate de sodium.

Formation de cristaux mixtes.

E. BRINNER et A. WROCZYNSKI. — Action chimique des pressions élevées; compression du protoxyde d'azote et d'un mélange d'azote et d'hydrogène. Décomposition de l'oxyde de carbone par la pression. — P. 1324.

Le protoxyde N²O n'a pu être décomposé à 420° et sous 600 atmosphères; aucune action chimique dans le mélange NH n'a été observée sous 900 atmosphères à la température ordinaire; mais CO a été décomposé.

DANIEL BERTHELOT et HENRI GAUDECHON. — Effets chimiques des rayons ultraviolets sur les corps gazeux; actions oxydantes. Combustions du cyanogène et de l'ammoniaque. Synthèse de l'acide formique.

Les rayons ultraviolets agissant sur les mélanges de C²N² ou NH³ et d'O déterminent à froid une combustion intégrale de C²N² et presque intégrale de NH³, mais ne donnent rien avec les mélanges d'O et d'H.

Agissant sur les mélanges de C²H² ou C²H⁴ et d'O, ils donnent naissance à de l'acide formique.

CR. ANDRÉ. — Sur le passage de la Terre dans la comète de Halley. — P. 1295.

GEORGES CLAUDE. — P. 1314.

A. ANGOT. — P. 1371.

J.-A. LEBEL. — P. 1373.

C. LIMB et T. NANTY. — P. 1373.

Ce passage n'a paru altérer en rien la composition de l'atmosphère et n'avoir aucune influence sur ses constantes physiques (magnétisme, électricité atmosphérique, éléments météorologiques, etc.).

J. THOULET. — Sur la mesure de la couleur des vases marines actuelles et anciennes. — P. 1375.

On compare cette couleur à celle d'un disque tournant portant des secteurs blanc, jaune, rouge, noir, secteurs dont on fait varier le nombre jusqu'à obtenir l'identité des deux teintes.

W. DUANE et A. LABORDE. — Sur les mesures quantitatives de l'émanation du radium. — P. 1421.

Dans différents condensateurs cylindriques, dont la longueur est environ le double du diamètre, la valeur initiale I_0 du courant initial de saturation dû à la présence, dans le condensateur, de la quantité d'émanation produite par 1 gramme de radium par seconde est

$$I_0 = 5,19 \left(1 - 0,517 \frac{S}{V} \right) \text{unités électrostatiques.}$$

S , surface intérieure; V , volume du condensateur.

L'intensité du courant maximum I_m , qui se produit environ trois heures après l'introduction de l'émanation dans le condensateur, a pour valeur :

$$I_m = 13,15 \left(1 - 0,572 \frac{S}{V} \right).$$

Enfin la quantité x d'émanation (en gramme-seconde) qui produit un courant initial de I unités électrostatiques, sera

$$x = \frac{I}{5,19 \left(1 - 0,517 \frac{S}{V} \right)}.$$

L. BOUTAN et J. FEYTAUD. — La photographie stéréoscopique en couleur et ses applications scientifiques. — P. 1424.

Emploi d'une source artificielle éclairant l'objet placé dans une cuve rectangulaire (animaux plongés dans l'eau ou l'alcool, etc.) par un côté seulement, au-dessous de la surface liquide. L'objectif est isolé de façon à ne recevoir que de la lumière provenant de l'intérieur de la cuve, et un écran compensateur sert à reproduire sur les plaques les couleurs exactes.

M. DE BROGLIE. — Electrification de l'air par la flamme d'oxyde de carbone et par les rayons du radium; comparaison des mobilités des ions présents. — P. 1425.

Le rapport obtenu par la méthode des courants gazeux des mobilités des ions du radium et de la flamme d'oxyde de carbone est égal à 1,21 pour les ions positifs et 1,70 pour les ions négatifs. Eu égard au peu de précision des expériences et au déplacement des ions dans un milieu contenant une faible proportion de CO_2 , il est permis de conclure « que les ions libérés par voie chimique et haute température dans la combustion de CO et ceux que produisent les rayons du radium ont des mobilités très voisines et sont probablement identiques ».

LIORET. — Transformation en courbes des tracés du phonographe. — P. 1441.

Perfectionnement de l'appareil Marage où les tracés en creux du phonographe sont transformés en courbe par un levier amplificateur. Belle reproduction de tracés.

PIERRE GIRARD. — Mécanisme électrostatique de l'hémipermeabilité des tissus vivants aux électrolytes. — P. 1446.

Expériences montrant que le mécanisme de l'hémipermeabilité, qui n'est jamais que relative, d'un tissu vivant aux électrolytes est essentiellement électrostatique.

J. COURMONT, Th. NOGIER et ROCHAIX. — L'eau stérilisée par les rayons ultraviolets contient-elle de l'eau oxygénée? Pouvoir stérilisant de l'eau oxygénée. — P. 1453.

Dans leurs expériences, les auteurs n'ont pas trouvé trace de production d'eau oxygénée; du reste le pouvoir stérilisant de l'eau oxygénée est relativement faible et est lent à s'accomplir.

H. POINCARÉ. — Sur les signaux horaires destinés aux marins. — P. 1471.

Dans la minute qui précède minuit, le poste de T. S. F. de la Tour Eiffel envoie une série de traits à titre d'avertissement. A minuit, un signal court est envoyé automatiquement par une pendule réglée par l'Observatoire de Paris. A minuit deux minutes, puis à minuit quatre minutes, nouveau signal court envoyé automatiquement, chaque signal étant du reste accompagné d'une série particulière d'avertissements pour éviter toute équivoque.

Th. ROSSET. — Sur un nouvel inscripteur du son. — P. 1511.

On place, sur un mandrin mobile autour de son axe, le cylindre de cire enregistré et, sur un mandrin parallèle, un cylindre vierge; entre les deux, on dispose un levier dont une extrémité porte un saphir moussé qui glissera sur le cylindre imprimé et l'autre extrémité un saphir tranchant qui inscrira sur le cylindre vierge. De plus un miroir fixé à l'axe solidaire du levier qui porte le saphir tranchant renvoie un rayon lumineux incident fixe sur une plaque photographique, ce qui donne une transcription visible de la courbe du cylindre original. Dans la copie, les creux de l'original deviennent des saillies et inversement. On ne retrouve cependant aucune différence, à l'intensité près, à l'audition.

A. PÉROT. — Sur l'arc au mercure dans le vide. — P. 1515 et 1684.

Aux deux extrémités du diamètre horizontal d'un ballon d'une dizaine de centimètres de diamètre, on soude deux tubes recourbés verticalement, remplis de mercure et on fait jaillir l'arc d'un tube à l'autre à l'aide d'une électrode parasite. Pour des pressions très basses de

la vapeur de mercure, le ballon est alors rempli d'une luminosité blanche, qui, la pression s'élevant, se concentre bientôt autour du diamètre horizontal qui joint les deux électrodes. De la vapeur d'eau introduite dans le ballon le rend complètement obscur, en même temps que la différence de potentiel entre les électrodes s'élève.

On constate l'existence d'une chute de potentiel à l'anode, dont la valeur croît avec la pression, de même qu'il existe à l'anode une surpression corrélative, variable avec la densité du courant. Il se produit un transport de mercure de l'anode à la cathode, les supports des charges positives émanées de l'anode étant probablement des atomes de mercure ayant perdu un électron, lancés avec une vitesse voisine de 3 kilomètres à la seconde et distincts des centres lumineux.

DANIEL BERTHELOT et HENRI GAUDECHON. — Effets oxydants des rayons ultraviolets sur les corps gazeux. Peroxydation des composés oxygénés de l'azote et du soufre. — P. 1517.

Les rayons ultraviolets agissant sur le protoxyde, le bioxyde d'azote ou sur l'anhydride sulfureux, donnent naissance à un mélange d'acide nitreux et nitrique ou à l'acide sulfurique. Il se produit une décomposition préalable d'une partie des composés traités, et c'est l'oxygène ainsi produit qui peroxyde le reste.

G. LIPPMANN. — Frein pour balance, en forme de fil à plomb. — P. 1563.

Un fil à plomb (fibre de soie tendue par 2 grammes) pend à l'intérieur de la cage. A l'aide d'un petit levier, on déplace le point de compression du fil à plomb de manière que la fibre vienne appuyer légèrement sur le fléau; il y a alors frottement et freinage. Un écart du levier rend au fléau sa liberté; on recommence plusieurs fois jusqu'à ce que la balance n'oscille plus que très peu autour de sa position d'équilibre; puis on laisse alors la balance absolument libre.

J. LE ROUX. — Sur la flexion. — P. 1589.

Théorie mathématique.

RÉODOLPHE SOREAU. — La poussée sur la surface portante des aéroplanes. — P. 1595.

Théorie mathématique.

PAUL MERCANTON. — Stabilité d'aimantation des poteries lacustres. — P. 1598.

La méthode de Folgheraiter appliquée à deux vases montre que, à l'âge de bronze, l'inclinaison magnétique terrestre était boréale et plutôt forte en Suisse.

H. GUILLEMINOT. — Posologie en radiographie médicale avec ou sans écran renforçateur. — P. 1623.

Fixation des doses incidentes en fonction des épaisseurs et des régions à radiographier, avec ou sans écran.

CARL STÖRMER. -- Photographies des aurores boréales et nouvelle méthode pour mesurer leur altitude. — P. 1631.

Photographies très réussies obtenues avec un objectif cinématographique et les plaques Lumière à étiquette violette.

Si l'aurore est photographiée simultanément à deux stations reliées par téléphone et si on compare la situation de cette aurore par rapport aux étoiles de l'une et l'autre plaque, on aura tout ce qui est nécessaire pour calculer avec précision son altitude et sa situation.

E. BOUTY. — Nouvelle mesure de la cohésion diélectrique de l'argon. — P. 1643.

Avec l'argon, on observe, pour une valeur invariable de la pression et parfois sans cause apparente, des variations progressives de la différence de potentiel minima susceptible de provoquer la décharge. M. Bouty montre qu'on peut néanmoins obtenir une valeur approchée de la cohésion diélectrique en conduisant convenablement les expériences; et il trouve 38 pour cette cohésion diélectrique.

GOUY. — Sur l'action mutuelle de deux cathodes dans le champ magnétique.
P. 1652.

Expériences montrant qu'aux vides élevés, lorsque des charges négatives sont reliées (ou près de l'être) par des lignes de force magnétique, elles produisent une action de nature inconnue mise en évidence par un abaissement extrême du potentiel explosif et par la production de la lumière inter-cathodique.

EDMOND BAUER et MARCEL MOULIN. — Sur l'éclat du Soleil et la constante solaire.
P. 1658.

Indication d'expériences et résultats préliminaires.

PAUL RENARD. — Sur la façon de parcourir en aéronef un itinéraire rectiligne avec une dépense minima de travail total. — P. 1666.

Théorie mécanique tenant compte de la vitesse propre (en air calme) de l'aéronef et de la vitesse du vent.

B. SZILARD. — Une action à distance sur le cohéreur, produite par les contacts métalliques. — P. 1670.

On augmente considérablement la sensibilité aux faibles étincelles du cohéreur à limaille (Ag ou Ni), si on place le dispositif classique du cohéreur sur un support isolé, si on munit le cohéreur, à une extrémité, d'une antenne d'un mètre environ, et si on met l'autre extrémité au contact, non avec la terre, mais avec l'un des pôles du courant alternatif dont l'autre pôle est à la terre.

Ce dispositif permet de montrer que les métaux, lorsqu'on établit un contact entre eux, donnent naissance à une action à distance sur le cohéreur en présence du courant alternatif.

F. CROZE. — Prolongement des spectres de bandes des gaz carbonés dans le rouge extrême et l'infra-rouge. — P. 1672.

Obtention, dans le spectre de l'oxyde de carbone, des bandes dont les têtes correspondent aux longueurs d'onde :

722,5 ; 747,2 ; 792,7 ; 836,8 ; 881,

J. de Phys., 4^e série, t. IX. (Décembre 1910.)

65

et dans le spectre du cyanogène, des bandes dont les têtes correspondent aux longueurs d'onde :

$$725,4; \quad 740; \quad 753,6; \quad 800,1; \quad 813,4.$$

Louis DUNOYER. — Sur une méthode de mesure d'un champ magnétique en grandeur, direction et sens. — P. 1679.

Soient deux aimants, à moments magnétiques égaux, mobiles autour d'un axe vertical passant par leurs milieux et placés dans un champ magnétique uniforme. Le champ bissecte l'angle de leurs axes et fait avec chaque axe un angle α tel que :

$$8 \frac{H}{M} l^3 = \cos \alpha \left[\frac{1}{\left(\frac{h^2}{4l^2} + \sin^2 \alpha\right)^{\frac{3}{2}}} + \frac{1}{\left(\frac{h^2}{4l^2} + \cos^2 \alpha\right)^{\frac{3}{2}}} \right] = \varphi(\alpha).$$

H, intensité du champ; M, moment magnétique commun des aimants; $2l$, distance polaire, et h , distance verticale des aimants.

Quand $\frac{h^2}{4l^2}$ est suffisamment petit, et pour α voisin de 50° , une petite variation de H correspond à une grande variation de α . L'appareil peut donc servir à mesurer les variations de H.

Pour $\frac{h}{2l} > 2$, $\varphi(\alpha)$ est sensiblement égal à $A \cos \alpha$, A étant une constante. L'appareil peut donc servir de dygographe et permettre de tracer des dygogrammes. Description et dessin de l'appareil construit par l'auteur dans ce but.

E. BAUD et L. GAY. — Températures de cristallisation des mélanges binaires. P. 1687.

L'abaissement du point de congélation est proportionnel au logarithme de la concentration moléculaire du dissolvant et à la température absolue de cristallisation. Vérifications expérimentales.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Synthèse photochimique des hydrates de carbone aux dépens de l'anhydride carbonique et de la vapeur d'eau en l'absence de chlorophylle; synthèse photochimique des composés quaternaires. — P. 1690.

Les rayons ultra-violetes provoquent la décomposition de CO^2 en $\text{CO} + \text{O}$, de H^2O en $\text{H}^2 + \text{O}$, et provoquent la formation inverse de CO^2 à partir de $\text{CO} + \text{O}$, de H^2O à partir de $\text{H}^2 + \text{O}$.

Ils permettent d'effectuer les synthèses de l'aldéhyde formique (et sa polymérisation), à partir de $\text{CO} + \text{H}^2$, de l'amide formique à partir de $\text{CO} + \text{NH}^3$; inversement ils provoquent la décomposition de l'aldéhyde formique.

J. BOUSSINESQ. — Sur la conservation des masses vraies dans divers phénomènes, principalement lumineux, ou apparaissent des masses fictives variables. — P. 1721.

Très intéressante étude de philosophie naturelle.

B. GALITZINE. — Sur un nouveau type de sismographe pour la composante verticale. — P. 1727.

Dessin et théorie d'un appareil très sensible. L'apériodicité complète de son mouvement propre est obtenue au moyen d'un fort amortissement magnétique; et l'enregistrement utilisé est l'enregistrement galvanométrique.

CHARLES NORDMANN. — Sur l'éclat de la comète de Halley et la composition de sa lumière. — P. 1732.

Le noyau, en mai, n'a contribué que pour $\frac{1}{37}$ environ à la lumière totale émise par la tête de la comète; l'éclat intrinsèque de ce noyau a été vers le 15 mai environ dix-neuf fois plus grand que celui de la partie visible de l'atmosphère de la comète, enfin la lumière du noyau est presque exclusivement, sinon en entier, de la lumière solaire réfléchie.

H. LAROSE. — Sur la propagation d'une discontinuité sur une ligne télégraphique munie d'un transmetteur. — P. 1738.

Théorie mathématique.

A. DEBIERNE. — Sur le poids atomique de l'émanation du radium. — P. 1740.

Utilisation de la méthode de Bunsen pour la détermination de la densité des gaz, basée sur la comparaison des vitesses d'écoulement à travers un petit trou en mince paroi, et en admettant (ce que l'expérience vérifie sensiblement) qu'aux très basses pressions et pour un écoulement pas très rapide, les gaz d'un mélange traversent l'orifice comme s'ils étaient seuls. On trouve ainsi que le poids moléculaire de l'émanation (ou bien son poids atomique, si l'on admet que l'émanation est un gaz monoatomique) est voisin de 220.

G.-A. HEMSALECH. — Sur la durée de l'émission de raies spectrales par les vapeurs lumineuses dans l'étincelle électrique. — P. 1743.

Dans une étincelle éclatant entre électrodes métalliques, de la vapeur lumineuse est projetée dans l'espace voisin et y perd au bout d'un certain temps son pouvoir d'émettre des raies spectrales. L'auteur donne le tableau de ces durées d'émission pour certaines raies du fer, durées qui semblent être en général proportionnelles aux intensités des raies et qui dépendent de la capacité. Ces durées sont obtenues par la méthode du courant d'air⁽¹⁾, qui fournit au spectrographe un spectre de raies émises par les vapeurs métalliques, raies dont les longueurs sont proportionnelles aux durées de luminosité des vapeurs.

GABRIEL SIZES et G. MASSOL. — Inscription graphique des vibrations d'un diapason. — P. 1746.

Tableau de la série d'harmoniques obtenue avec un diapason ut_0 , en utilisant un fil métallique comme amplificateur de vibrations.

EDMOND BAUER. — Sur l'émission des gaz. — P. 1747.

L'auteur, dont les recherches⁽²⁾ sur le rayonnement des flammes, avaient montré que la loi de Kirchorff était applicable à l'émission

⁽¹⁾ C. R., t. CXLI, 1905.

⁽²⁾ C. R., 1908-1909.

des raies métalliques, a répété l'expérience de Pringsheim⁽¹⁾, expérience qui avait permis de conclure : « Pour des températures que jusqu'ici on a pu atteindre expérimentalement, aucun gaz n'émet lui-même un spectre de raies. Cela n'a lieu que sous l'action de phénomènes particuliers (chimiques, électriques, etc.). »

Dans cette expérience, du carbonate de sodium était placé dans un tube de porcelaine non vernie, rempli d'hydrogène, chauffé au rouge. L'absorption et l'émission du sodium cessaient dès qu'on retirait le sel de la partie chauffée au rouge, donc, d'après Pringsheim, dès que la réduction cessait. M. Bauer montre au contraire que les raies disparaissent dès que la paroi de porcelaine a absorbé toute la vapeur de sodium présente dans le tube.

E. HENRIOT. — Sur les rayons du potassium. — P. 1750.

Le rayonnement du potassium est une propriété atomique. En effet il y a proportionnalité assez exacte entre l'activité d'un sel de potassium et sa teneur en métal ; de plus, entre 14 et 140°, l'intensité du rayonnement est indépendante de la température ; enfin, quand on passe d'un sel à l'autre, le rayonnement garde la même nature et la même puissance de pénétration.

WITOLD BRONIEWSKI. — Sur les propriétés électriques des alliages aluminium-argon. — P. 1754.

Etude de la conductibilité et de son coefficient de température, du pouvoir thermo-électrique à 0° par rapport au plomb et de son coefficient de température, de la force électromotrice de dissolution dans du chlorure d'ammonium par rapport à une électrode en charbon dépolarisée par du bioxyde de manganèse.

Les courbes montrent l'existence de deux composés définis Al^2Ag^3 et $AlAg^3$.

En outre le coefficient de température de la résistance électrique de l'argent pur entre 0 et 100° a été trouvé égal à 0,00413.

(1) Congrès de Physique, 1900.

ÉTUDE DE QUELQUES PROPRIÉTÉS SPECTROSCOPIQUES ET ÉLECTRIQUES
DE L'ARC ENTRE MÉTAUX ;

Par MM. Ch. FABRY et H. BUISSON.

Au cours d'études spectroscopiques entreprises depuis plusieurs années, mesures de repères fondamentaux dans le spectre, comparaison entre les longueurs d'onde des raies de l'arc et du soleil, nous avons employé d'une façon constante l'arc entre tiges de fer dans des conditions assez variées. A propos de ces expériences, nous avons fait un certain nombre d'observations que nous avons ensuite étendues et coordonnées. Nous nous proposons, dans le présent mémoire, d'exposer les résultats ainsi obtenus.

Nous y étudions tout particulièrement l'arc au fer. Il est susceptible d'exister, tant à la pression atmosphérique qu'à des pressions réduites, sous deux régimes distincts, différant au point de vue spectroscopique et au point de vue électrique. Dans l'un d'eux, le gaz ambiant joue un rôle actif ; son spectre est présent en certains points de l'arc, au voisinage de l'anode, où il s'est en quelque sorte substitué à un des spectres caractéristiques du métal, celui d'étincelle, dont nous avons constaté l'existence inattendue dans l'arc, mais localisée aux électrodes.

Le rôle fondamental de la cathode dans le phénomène de l'arc s'affirme par son invariabilité dans les deux régimes et par l'étude des conditions de stabilité.

Nous avons étendu à un certain nombre d'autres métaux quelques-uns des résultats obtenus pour le fer.

I. — APPAREILS ET MÉTHODES D'OBSERVATION.

1° Production de l'arc électrique. — Nous avons étudié uniquement l'arc à courant continu. Nous disposons, sur les secteurs de la ville, de tensions de 110, 220 et 440 volts. En y ajoutant la tension de nos batteries d'accumulateurs, nous pouvons dépasser 600 volts. Le circuit de l'arc contient une résistance de réglage et un ampèremètre ; un voltmètre donne la différence de potentiel entre les électrodes.

Pour produire l'arc à l'air libre, nous employons un régulateur à main. Pour l'obtenir sous pression réduite, ou dans d'autres gaz que

A. ANGOT. — Tremblement de terre du 24 juin 1910. — P. 1783.

Sismogrammes de diverses stations.

G. BOIZARD.

ERRATA

Lire :

Page 512, ligne 17, (*b*) au lieu de (*a*);

— 512, — 21, (*a*) — (*b*);

— 513, — 9, égaux de couleurs *a* de troisième jaune vert et *c* de troisième bleu;

— 659, — 16, $\frac{EU^2}{U-v}$ — EU au lieu de $\frac{EU^2}{V-v}$ — EU²;

— 662, — 6, fil de quartz au lieu de fil de quatre.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES TOMES VII, VIII ET IX

DE LA 4^e SÉRIE.

Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire indique le volume; le second désigne la page.

- ABBOT (C.-G.) et FOWLER (F.-E.). — Constante solaire, IX, 433.
- ABEGG. — Remarque sur la note de M. van Laar, IX, 195.
- ABNEY (W. de). — Action de l'ozone sur les pigments des couleurs de l'eau, VIII, 780.
- ABRAHAM (H.). — Synchronoscope à réflexions multiples, VII, 488. — Fonctionnement du détecteur électrolytique; influence de la température, VII, 898. — Rhéographe double pour projections, VIII, 265. — Monotéléphone, VIII, 615. — Analyse harmonique et résonances, IX, 548.
- ABRAHAM (H.) et CARPENTIER (J.). — Rhéographe, VIII, 78.
- ABRAHAM (H.) et DEVAUX-CHARBONNEL. — Propagation des courants téléphoniques sur les lignes souterraines, VII, 577. — Conditions de rendement maximum pour les appareils téléphoniques, VII, 385.
- ABRAHAM (H.) et VILLARD (P.). — Existence de deux potentiels explosifs, IX, 934.
- ADAM (W.-S.). — Spectre d'Arcturus, VII, 161. — Recherches spectroscopiques sur la rotation du soleil, IX, 430.
- ADAM (W.-S.) et HALE (G.). — Cause des phénomènes caractéristiques des taches solaires, VII, 163. — Spectre du limbe et du centre du soleil, VIII, 150.
- ADAM (W.-S.), HALE (G.) et GALE (H.-G.). — Cause des phénomènes caractéristiques des taches solaires, VII, 163.
- ADAMS (E.). — Absorption des rayons α par les gaz et les vapeurs, VIII, 43. — Influence de l'aimantation transversale sur la résistance, VIII, 47.
- ADAMS (J.-M.). — Radiomicromètre, VIII, 698.
- ADAMS (W.-S.). — Catalogue de raies, IX, 411. — Rotation du soleil déterminée d'après le déplacement des raies de l'hydrogène, IX, 414.
- ADLER (F.-W.). — Thermodynamique des gaz, VII, 75. — Signification de l'équation $pv = RT$, VII, 971.
- AECKERLEIN (G.). — Recherches sur une question fondamentale d'électro-optique, VII, 656, VIII, 510.
- ALBRECHT (S.). — Relations entre les types spectraux, stellaires et les intensités des raies dans les spectres, VII, 167. — Distorsion de la gélatine sur les plaques photographiques, VIII, 151.
- ALBRECHT (S.) et CAMPBELL W.-W.. — Spectre de la comète Morehouse, IX, 428.
- ALLAN (G.-E.). — Magnétisme du basalte, IX, 347.
- ALLEMANDET (H.) et MULLER (P.-T.). — Electrode à alcali, VII, 918.
- ALLEN (H.-S.). — Fatigue photo-élec-

- trique du zinc, VII, 724; IX, 778. — Persistence des impressions visuelles, IX, 700.
- ALLEN (S.-J.). — Radioactivité d'une atmosphère enfumée, VIII, 702. — Parcours et ionisation totale des particules α , VIII, 709. — Action des rayons β du radium, IX, 709.
- ALMY (J.). — Décharge électrique dans les gaz, VIII, 41. — Potentiels explosifs minima, IX, 263.
- ALTBERG (W.). — Etincelle de décharge des condensateurs, VII, 402, 736.
- AMAGAT (E.-H.). — Théorème de Clausius, VII, 669. — Pression intérieure des fluides, VIII, 617.
- AMANS (P.). — Planement des oiseaux, VIII, 60.
- AMAR (J.). — Effets de la lumière sur la vision, VII, 583.
- AMBRONN (H.). — Pléochroïsme des miroirs métalliques, VIII, 295.
- ANDERSEN (N.) et PELLET-JOLIVET (L.). — Matières colorantes en solution, VIII, 682.
- ANDERSON (J.-A.). — Spectres de néodymium et d'erbium, VIII, 450.
- ANDERSON (N.-B.). — Spectre d'étingelle, VII, 464.
- ANDRÉ (C.). — Orages à grêles, IX, 981. — Comète de Halley, IX, 988.
- ANDREW (J.-A.) et EDWARDS (C.-A.). — Alliages ternaires, IX, 840.
- ANDREWS (A.-P.) et ZELENY (A.). — Capacité des condensateurs en papier, VIII, 705.
- ANGERER (E.). — Dégagement de chaleur produit par l'absorption des rayons Röntgen, VIII, 126.
- ANGOT (A.). — Enregistrement des perturbations sismiques, VIII, 615. — Tremblement de terre, VIII, 917, 923; IX, 998. — Valeur des moyennes barométriques, VIII, 943. — Tremblements de terre en 1909, IX, 847. — Aurore boréale, IX, 617. — Éléments magnétiques à l'Observatoire du Val Joyeux au 1^{er} janvier 1910, IX, 919. — Tremblement de terre du 22 janvier 1910, IX, 920. — Variation annuelle des éléments magnétiques dans la région de Paris, IX, 964. — Comète de Halley, IX, 988.
- ANGSTRÖM (K.). — Radiation solaire, VII, 701.
- ANGSTRÖM (A.-K. : Son). — Radiation nocturne, IX, 961.
- ANTHONY (R.-B.) et KAHTENBERG (L.). — Pouvoir inducteur spécifique des solutions des oléates des métaux lourds, VII, 229.
- ANTONOW (G.-N.). — Tension superficielle, VII, 913-914.
- ANTROPOFF (A. von). — Catalyse, IX, 493.
- ARCTOWSKY (H.). — Variations de longue durée de divers phénomènes atmosphériques, VIII, 319. — Influence de la lune sur la vitesse du vent, VIII, 319. — Répartition de la pression atmosphérique, VIII, 932.
- ARGYROPOULOS (T.). — Condensateur parlant, VII, 413. — Variations climatiques, IX, 638.
- ARMSTRONG (H.-E.). — Origine des effets osmotiques, VII, 715. — Processus de dissolution, IX, 170.
- ARMSTRONG (H.-E.) et CALDWELL (R.-J.). — Discrimination des hydrates, VIII, 214.
- ARMSTRONG (H.-E.) et CROTHERS (D.). — Valeurs d'hydratation, IX, 171.
- ARMSTRONG (H.-E.), EYRE (J.-V.), HUSSEY (A.-V.) et PADDISON (M.-P.). — Déplacement des chlorures par l'alcool, VIII, 213.
- ARMSTRONG (H.-E.) et WATSON (J.-A.). — Hydrolyse de l'acétate de méthyle, VIII, 213.
- ARMSTRONG (H.-E.) et WHEELER (E.). — Activité hydrolytique, IX, 171.
- ARNOLD (H.-D.) et CARY (W.-G.). — Arc électrique jaillissant entre électrodes métalliques, VII, 480; VIII, 303.
- ARNOUX (R.). — Hélices aériennes, VIII, 930. — Stabilité des aéroplanes, IX, 969.
- ARONS (L.). — Photographies et spectres, VII, 401.
- ASCHKINASS (E.). — Rayons α , IX, 89.
- ASHMAN (G.-C.). — Emanation du radium contenue dans l'atmosphère, VIII, 314. — Radioactivité spécifique du thorium, IX, 632.
- ASHMAN (G.-C.) et COY (H.-N.-Mc.). — Etalon de radioactivité, VIII, 317.
- ASTON (F.-W.). — Longueur de l'espace sombre cathodique, VIII, 452. — Nouvel espace sombre cathodique dans l'hélium, VIII, 773.

- ATHANASIADIS (G.). — Détermination de la résistance et de la capacité par le courant continu et le téléphone, VII, 412. — Flamme sonnante, VII, 580-902. — Soupape électrolytique, VII, 770. — Coefficient de self-induction, VIII, 292. — Relation entre l'éclairement du sélénium et sa conductibilité, VIII, 372. — Arc électrique entre une électrode solide et un liquide, VIII, 602. — Soupape électrolytique, VIII, 675; IX, 620. — Action des rayons Röntgen sur la résistance du sélénium, IX, 95.
- AUBEL (E. van). — Production d'ozone sous l'influence de la lumière ultraviolette, IX, 630, 917. — Relation de Pulfrich entre la contraction du volume et le pouvoir réfringent, IX, 919.
- AUBER. — Thermo-endosmose, VIII, 947.
- AUDIFFREN et SINGRUN. — Frigorifère Audiffren, VII, 583.
- AUDOIN. — Éléments magnétiques au Dahomey, IX, 628.
- AUDRAIN (J.) et DEMERLIAC (R.). — Inégalité du potentiel électrique en différents points de l'organisme, VIII, 944.
- AUSTIN (L.). — Chercheur d'ondes hertziennes, VIII, 49. — Détecteur thermo-électrique, VIII, 292.
- AVERY (H.-A.) NORTON A. KENT. — Raies du titane, IX, 412.
- AYRTON (M^{re} H.). — Mouvement résiduel de l'eau se mouvant en ondes stationnaires, VIII, 783.
- AYRTON (W.-E.), MATHER (T.) et SMITH (F.-E.). — Electrodynamomètre, VIII, 771.
- AZAMBUJA (L. d') et DESLANDRES (H.). — Couche supérieure de calcium dans l'atmosphère solaire, VIII, 603.
- BACCELLI et CIRERA. — Rapport entre l'activité solaire et les perturbations magnétiques, VII, 576.
- BAEDEKER (K.). — Conductibilité et pouvoir thermo-électrique de quelques combinaisons des métaux lourds, VII, 77.
- DAERWALD (H.). — Fixation des gaz par les charbons de bois, VII, 86.
- BAEYER (O. von). — Structure des raies spectrales, VIII, 149.
- BAILEY (B.-J.). — Bobines d'induction, VIII, 700.
- BAILEY (F.). — Chaleur latente de recalescence dans le fer et l'acier, VIII, 43.
- BAILLAUD (J.). — Erreurs systématiques de la reproduction des réseaux de la carte du ciel, VII, 904.
- BAILLEHACHE (de). — Unités électriques, VIII, 119. — Unités dynamiques du système métrique, IX, 323.
- BAIRSTOW (L.). — Élasticité du fer et de l'acier, IX, 836.
- BAKER (W.). — Absorption de l'hydrogène par les pellicules métalliques, VIII, 56.
- BAKKER (Gerrit). — Théorie de l'ébullition, VII, 203. — Couche capillaire, courbes, VII, 960. — Couches minces, VIII, 81. — Réponse à K. Fuchs, VIII, 123-127. — Épaisseur des lames minces, VIII, 866; IX, 56. — Théorie des forces de surface, IX, 243. — Théorie de la couche capillaire, IX, 409, 749.
- BALDET (F.) et BAUME-PLUVINEL A. de la. — Spectre de la comète Morehouse, VIII, 936.
- BALDWIN (J.-M.). — Action de faibles forces magnétisantes périodiques sur le fer, VII, 356.
- BANDL (E.). — Feuilles d'aluminium minces dans un champ électrostatique, VIII, 510.
- BARKHAUSEN (M.). — Résistance de l'étincelle, VIII, 293.
- BARKLA (C.-G.). — Rayons X et rayons X dispersés, IX, 352.
- BARKLA (C.-G.) et SADLER (C.-A.). — Absorption des rayons Röntgen, IX, 352. — Radiations Röntgen secondaires homogènes, IX, 352.
- BARKOW (E.). — Formation du brouillard dans la vapeur d'eau, VII, 410.
- BARNARD (C.). — Comète Giacobini 1905, VII, 165.
- BARNARD (J.-A.). — Application de la théorie des électrons aux courants d'induction, IX, 349.
- BARNES (J.). — Spectre du calcium, IX, 413.
- BARNES (H.-T.). — Équivalent mécanique de la chaleur, IX, 833.
- BARNES (H.-T.) et SHAW A.-N. — Décharge par les pointes, IX, 830.
- BARNETT S.-J. — Mouvement relatif de l'éther et de la matière, VIII, 697, 714.

- BARRE. — Solubilité du sulfate d'argent, IX, 987.
- BARRÉE (M.). — Points de transformation des alliages cuivre-aluminium, IX, 621.
- BARTON (E.-H.). — Vibration transversale des verges, VII, 813. — Vibrations dans les tuyaux coniques, IX, 101. — Rupture de matériaux, IX 102.
- BARTON (E.-H.) et PENZER (J.). — Courbes des vibrations d'une corde et de son cheval, VII, 559.
- BARUS (C.). — Observation des couronnes, VII, 477, 478. — Nombre d'ions dans la chambre de condensation, VII, 478; VIII, 315. — Enceinte à condensation, VII, 538. — Noyaux de condensation, VIII, 55, 123, 308. — Coloration des couronnes, VIII, 308. — Coïncidences pendulaires, VIII, 699. — Couronnes avec la lumière du mercure, IX, 633. — Détrempe des aciers, IX, 714.
- BARY (P.). — Striction électromagnétique, VIII, 190. — Interrupteur Wehnelt, VIII, 610. — Force électromotrice due à la gravitation au sein des électrolytes, IX, 901.
- BASLER (E.). — Polarisation des rayons X, IX, 453.
- BATSCHINSKY (A.). — Equations caractéristiques. — Etat orthométrique, VII, 157.
- BATTELLI (A.). — Résistance électrique des solénoïdes, VII, 62, VIII, 300; IX, 649. — Chaleurs spécifiques des liquides qui deviennent solides à une température très basse, VII, 881.
- BATTELLI (A.) et MAGRI. — Décharge dans les bobines à noyaux de fer, IX, 649.
- BATTELLI (A.) et STEFANINI (A.). — Relation entre la pression osmotique et la tension superficielle, VII, 949.
- BAUD (E.). — Cryoscopie en solutions concentrées, IX, 928.
- BAUD (F.) et GAY (L.). — Système eau-ammoniaque liquide, VIII, 914. — Température de cristallisation des mélanges binaires, IX, 995.
- BAUDEUF (M^{me}). — Faux équilibres électriques, VII, 673. — Action de la lumière ultra-violette, VII, 933.
- BAUER (E.). — Bec Bunsen, VIII, 691, 939. — Température de la flamme oxyhydrique, VIII, 960. — Émission des gaz, IX, 997.
- BAUER (E.) et MOULIN (M.). — Constante de la loi de Stefan, IX, 458. — Constante solaire, IX, 993.
- BAUER (L.-A.). — Relation entre la température potentielle et l'entropie, VIII, 697.
- BAUME (G.). — Densités des gaz anhydride sulfureux, oxyde de méthyle et chlorure de méthyle, IX, 360.
- BAUME (G.) et PERROT (L.). — Densité du gaz acide sulfhydrique, IX, 361.
- BAUME-PLUVINEL (A. de la). — Lunette zénithale photographique, VIII, 919.
- BAUME-PLUVINEL (A. de la) et BALDET (F.). — Spectre de la comète Morehouse, VIII, 936.
- BAUMGARDT (L.). — Effet Wilson, VII, 971. — Action réciproque entre la Terre et un pendule, VII, 979.
- BAUR. — Processus d'assimilation de l'acide carbonique, IX, 541.
- BAXANDALL (F.-E.), LOKYER (N.) et BUTLER (C.-P.). — Spectre ϵ d'Orion, IX, 839.
- BAY (L.). — Foudre en boule, VII, 902.
- BEARCE (H.). — Module d'élasticité, VIII, 43.
- BEAUCHAMP (de). — Défense contre la grêle, IX, 543.
- BEAULARD (F.). — Dispersion électrique de l'eau, VIII, 66.
- BEAULARD (F.) et MAURY (L.). — Absorption de l'énergie électrique par un milieu diélectrique, IX, 39.
- BECK (P.-N.) et WEISS (P.). — Chaleur spécifique et champ moléculaire des substances ferromagnétiques, VII, 249.
- BECKER (A.). — Flamme du bec Bunsen, VIII, 139. — Résistance de l'air, VIII, 140. — Rayonnement et température de la lampe Hefner, IX, 456.
- BECKMANN. — Recherches ébullioscopiques, IX, 534.
- BECQUEREL (H.). — Phénomène de Zeeman, VII, 893. — Spectres de phosphorescence, VII, 899.
- BECQUEREL (Henri), BECQUEREL (Jean) et KAMERLINGH-ONNES. — Phosphorescence des sels d'uranyle aux basses températures, IX, 965.
- BECQUEREL (J.). — Variation des bandes d'absorption des cristaux de parisite et de tyinosite dans un champ ma-

- gnétique à la température de l'air liquide, VII, 495. — Mesure de la dispersion anormale dans les cristaux à diverses températures, VII, 575. — Phénomènes magnéto-optiques dans les solutions, VII, 581-586. — Phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux, VIII, 294, 306. — Phénomène de Zeeman, VII, 893. — Existence des électrons positifs, VIII, 77, 599, 930. — Pouvoir rotatoire aux basses températures, VIII, 688, 920. — Type nouveau de décomposition magnétique des bandes d'absorption des cristaux, VIII, 939. — Dispersion du pouvoir magnétique rotatoire dans le voisinage des bandes d'absorption, IX, 234. — Dissymétries de positions observées parallèlement aux lignes de force du champ et à l'axe optique du cristal, IX, 548. — Dissymétries d'intensités pour les composantes magnétiques polarisées circulairement, IX, 612. — Influence du champ magnétique sur l'amortissement des vibrations lumineuses, IX, 636. — Dispersion anormale des cristaux, IX, 644, 859.
- BECQUEREL (J.) et KAMERLINGH-ONNES (H.). — Spectres d'absorption des cristaux, VII, 905. — Spectre d'absorption des composés des terres rares aux très basses températures, VIII, 234. — Phosphorescence aux très basses températures, IX, 860.
- BEGEMAN (L.) et MILLIKAN (R.-A.). — Charge d'un ion négatif, VIII, 697.
- BEHN (U.). — Rapport de la calorificité moyenne à la calorificité de 15°, VII, 742.
- BELBY (G.-I.). — Etats trempé et doux dans les métaux ductiles, VIII, 210.
- BELL (L.). — Prismes de comparaison, IX, 434.
- BELLIA (C.). — Dispersion électrique sur l'Etna, VII, 664.
- BELLINI et TOSI. — Télégraphie sans fil, VIII, 66; IX, 269.
- BELLOC (G.). — Gaz occlus dans les aciers, VII, 584. — Émission des gaz par les métaux chauffés, IX, 620.
- BENARD (H.). — Centres de giration à l'arrière d'un obstacle au mouvement, VIII, 683.
- BENDER (R.) et KOENIGSBERGER (J.). — Réflexion normale sur les métaux, IX, 76.
- BENISCHKE (G.). — Voltmètres électrostatiques, VII, 650. — Jaillissement des condensateurs, VIII, 305.
- BENNDORF (H.). — Electromètre enregistreur, VII, 536.
- BENOIT (R.). — Volume du kilogramme, VII, 586.
- BENTON (J.-R.). — Force et élasticité d'un fil d'araignée, VII, 479.
- BERGET (A.). — Mesures des hautes altitudes, VIII, 917. — Formule de vitesse applicable à la propulsion dans l'air, VIII, 918. — Amplificateur microscopique divergent, VIII, 942.
- BERGSTRAND (O.). — Ecrans colorés et plaques orthochromatiques, VIII, 692. — Couleurs des étoiles, VIII, 942.
- BERKELEY (C^{te}). — Application de l'équation de Van der Waals aux solutions, VIII, 156.
- BERKELEY (C^{te} de) et HARTLEY (E.-G.-J.). — Pressions osmotiques, VII, 706; IX, 183, 784.
- BERNARD (A.) et DESLANDES (H.). — Comète Daniel de 1907, VII, 566. — Comète Morehouse, VIII, 686.
- BERNARD (A.), DESLANDES (H.) et BOSLER (J.). — Comète Morehouse, VIII, 937.
- BERNARD (A.) et IDRAC (P.). — Comète de Haley, IX, 981.
- BERNDT (G.). — Résistance des électrolytes, VII, 223, 970. — Variation du courant dans les dynamos à courant continu, VII, 967. — Hystérésis, IX, 92.
- BERNINI (A.). — Chaleur spécifique du calcium et du lithium, VII, 977.
- BERRY (A.-J.). — Méthode pour déterminer le degré du vide, VII, 719.
- BERTHELOT (D.). — Poids atomique de l'azote, VII, 483. — Echelle des poids moléculaires des gaz, VII, 489. — Compressibilité des gaz, VII, 491.
- BERTHELOT (D.) et GAUDECHON (H.). — Effets des rayons ultra-violet sur les corps gazeux, IX, 982, 987, 991. — Synthèse photochimique, IX, 995.
- BERTIN. — Stabilité transversale des aéroplanes, VIII, 393.
- BESSON (L.). — Arc-en-ciel blanc, IX, 926.
- BESSON (P.). — Radioactivité atmosphérique, IX, 618.
- BIALOBYESKI (T.). — Action des rayons

- α sur les diélectriques solides, IX, 545.
 Ionisation de la paraffine, IX, 551.
- BIBLINGMAYER (F.).** — Galvanomètre, VIII, 512-525.
- BIDWELL (E.).** — Principe de relativité, IX, 262.
- BIGOURDAN (G.).** — Passages de Mercure devant le Soleil, VII, 569. — Sismographe Milne, VII, 906. — Moyen de soustraire les horloges astronomiques à l'influence des variations atmosphériques, IX, 623.
- BIQUARD (R.).** — Mesure du coefficient de conductibilité thermique des corps peu conducteurs, IX, 921.
- BIQUARD (R.) et MOUREU (C.).** — Gaz rares dans les eaux thermales, VII, 899.
- BIRCHBY (J.) et SHEDD (J.).** — Pendule réversible, VIII, 53.
- BIRGE (R.) et INGERSOLL (L.).** — Pouvoir réflecteur des métaux et indice de réfraction, IX, 712.
- BIRKELAND (K.).** — Orages magnétiques, VIII, 610, 916. — Courants telluriques, VIII, 955. — Déviabilité magnétique des rayons corpusculaires du soleil, IX, 920.
- BISHAM (J.-W.).** — Gradient potentiel dans les décharges lumineuses, IX, 486.
- BISHOP (F.-L.).** — Chaleur de dilution des solutions salines, VIII, 696.
- BJERKNES (V.).** — Mesures en unités absolues, VIII, 735; IX, 711.
- BLACKMANN.** — Détermination des densités de vapeur, IX, 531-540.
- BLAIR (W.-R.).** — Ondes électriques à travers des lames minces, VIII, 695.
- BLAJKO (S.).** — Spectres de deux météores, VIII, 454.
- BLAKE (F.-C.).** — Résistance électrique du bismuth et du nickel, IX, 448.
- BLANC (A.).** — Mobilité des ions, VII, 825. — Constante de dissociation du radiothorium, VIII, 519.
- BLANQUES (M¹¹). —** Comparaison entre les rayons et de diverses substances, VIII, 960.
- BLOCH (E.).** — Ionisation de l'air par la lumière ultra-violettes, VIII, 63. — Phénomène électro-optique dans l'air contenant des poussières en suspension, VIII, 67. — Rôle des impuretés dans l'effet photoélectrique sur les liquides, VIII, 933. — Courbes saturation dans l'effet photo-électrique de Hertz, IX, 980.
- BLOCH (L.).** — Ionisation de l'air par barbotage, VII, 481. — Nombre des électrons dans les métaux, VII, 573. Différences de potentiel entre métaux et liquides, VIII, 70. — Théorie de l'absorption dans les gaz, VIII, 689. — Flamme de phosphorescence et flamme de combustion du soufre, VIII, 937. — Réactions chimiques et ionisation, IX, 544. — Phosphorescence et oxydation de l'arsenic, IX, 624. — Effet photo-électrique de Hertz, IX, 633. — Actions chimiques et ionisation par barbotage, IX, 966. — Ionisation par pulvérisation, IX, 975.
- BLOCH (L.) et BLOCH (E.).** — Ionisation par le phosphore, VIII, 683.
- BLONDEL (A.).** — Réglage des transformateurs à résonance, VII, 89. — Télégraphie sans fil, VIII, 611. — Monotéléphone, VIII, 615.
- BLYTHSWOOD (Lord) et SCOBLE (W.-A.).** — Photographies de certaines raies de l'arc, VII, 162.
- BOCKWINKEL (H.-B.-A.).** — Phénomène du rayonnement dans un système qui se meut d'une vitesse uniforme, par rapport à l'éther, IX, 912.
- BODENSTEIN (M.).** — Décomposition de l'acide iodhydrique par la lumière, VIII, 863.
- BODENSTEIN (M.) et DUNANT (G.).** — Dissociation de l'oxychlorure de carbone, VIII, 863.
- BOHR (N.).** — Tension superficielle de l'eau, IX, 777.
- BOIS (H. du) et ELIAS (J.).** — Influence de la température et du champ magnétique sur les spectres d'absorption, IX, 82, 862.
- BOIS (H. du), ELIAS (G.) et LOWE (F.).** — Appareil spectral autocollimateur, IX, 864.
- BOIZARD (G.).** — Conductibilité électrique dans les mélanges d'acide (ou de base) et d'eau, VII, 119.
- BOLTWOOD (B.-B.).** — Radioactivité et sels de thorium, VII, 475. — Ionium, nouvel élément radioactif, VII, 476, VIII, 303, 310. — Radioactivité et minéraux de l'uranium, VIII, 309. — Vie du radium, VIII, 311. — Produits ultimes de la dissociation des éléments

- radioactifs, VIII, 509. — Ionium, VIII, 701.
- BOMER (F.). — Electrolyse des chlorures alcalins, VII, 233.
- BONACINI (C.) et NICOLIS (V.). — Conductibilité électrique de l'air, VIII, 795.
- BONNEROT (S.) et CHARPY (G.). — Cémentation du fer, IX, 919.
- BONYSSY (M.) et HENRIET (H.). — Origine de l'ozone atmosphérique, VIII, 68.
- BORDAS (F.). — Synthèse des pierres précieuses, VII, 572-890. — Hélium dans les minéraux, VII, 905. — Radioactivité du sol, VIII, 685.
- BORDAS (F.) et TOUPLAIN. — Analyse des gaz de l'atmosphère, VIII, 614.
- BORN (M.). — Principe de relativité, IX, 452.
- BORN (M.) et OETTINGER (E.). — Théorie de la chaleur, VIII, 291.
- BORUTTO (H.). — Téléphone capillaire, VII, 542.
- BOSE (F.). — Théorie cinétique des gaz, VII, 155. — Formation des mélanges hétérogènes, VII, 974. — Propriétés physiques des émulsions, VII, 981. — Pressions partielles dans un mélange binaire, VII, 981. — Thermodynamique des mélanges hétérogènes, VIII, 307. — Propriétés des émulsions, VIII, 520. — Tension partielle d'un mélange binaire, VIII, 520. — Formules d'interpolation pour les tensions de vapeur, VIII, 528.
- BOSE (F.) et CONRAT (F.). — Anomalies de la viscosité, IX, 650.
- BOSLER (J.). — Nombre des corpuscules dans l'atome, VII, 906. — Variations d'éclat de la comète d'Encke, VIII, 959. — Perturbations magnétiques et phénomènes solaires, IX, 622.
- BOSLER (J.) et DESLANDRES (H.). — Comète Morehouse, VIII, 686.
- BOSLER (J.), DESLANDRES (H.) et BERNARD (A.). — Comète Morehouse, VIII, 937.
- BÖSSCHA (J.). — Simon Marius, VII, 322. — Découverte des *Principia* de Newton, IX, 914.
- BOTTOMLEY (J.-T.). — Electroscopes à feuilles d'or, VIII, 205.
- BOUCHACOURT. — Radiographie, VIII, 64.
- BOUCHER (L.). — Déformation des diélectriques, VIII, 650.
- BOUDOARD (O.). — Essai des métaux, IX, 967.
- BOULOUCH. — Règle des phases, IX, 613.
- BOUQUET DE LA GRYE. — Détermination de l'heure par la télégraphie sans fil, VII, 906. — Température de la mer, IX, 615.
- BOUQUET (E.) et DIENERT (F.). — Radioactivité des sources de l'Avre, VII, 578.
- BOURNAT (V.). — Absorption d'ions, IX, 636.
- BOUSSINESQ (J.). — Ecoulement sur un déversoir, VII, 481-903. — Ondes par émerision, IX, 927, 966. — Conservation des masses vraies, IX, 995.
- BOUTAN (L.) et FEYTAUD (J.). — Photographie en couleur, IX, 989.
- BOUTARIC (A.). — Réseaux circulaires, VII, 264.
- BOUTTIEUX. — Ballons dirigeables, VIII, 58.
- BOUTY (E.). — Cohésion diélectrique de l'hélium, VII, 490. — Discours prononcé aux obsèques de Bernard Brunhes, IX, 553. — Cohésion diélectrique du néon et des mélanges, IX, 918. — Réaïnantation spontanée du fer, IX, 978. — Mesure de la cohésion diélectrique de l'argon, IX, 992.
- BOWLKER (J.). — Direction du son, IX, 238.
- BOYLE (R.-W.). — Absorption des émanations actives par le charbon de bois, IX, 344.
- BOYNTON (W.-P.). — Chaleur spécifique des gaz, VIII, 712.
- BRAAK (C.), CLAY (J.) et KAMERLINGH-ONNES (H.). — Mesures des très basses températures, VIII, 219.
- BRAAK (C.) et KAMERLINGH-ONNES (H.). — Isothermes des gaz diatomiques, VII, 310; VIII, 217; IX, 850. — Détermination du zéro absolu, VIII, 219. — Loi de Boyle-Charles, VIII, 219. — Emploi des tubes de verre dans les mesures à haute pression et aux basses températures, IX, 850. — Mesure de très basses températures, IX, 852.
- BRADLEY (W.) et HALE C. — Détente de l'air aux hautes pressions, IX, 710.
- BRADSHAW (L.). — Inflammation des mélanges gazeux par compression, VIII, 204, 862, 867.
- BRADSHAW (L.) et DIXON (H.-B.). — Ex-

- plosion du gaz électrolytique pur, VIII, 203, 862.
- BRAEHMER (F.) et FISCHER (F.).** — Transformation de l'oxygène en ozone à haute température, VII, 546.
- B R A G G (W.-H.).** — Dispersion des rayons α , VIII, 303. — Propriétés des diverses radiations électriques, IX, 351.
- B R A G G (W.-H.) et GLASSON.** — Rayons X secondaires, IX, 352.
- B R A G G (W.-H.) et MADSEN.** — Rayons γ , IX, 351. — Rayons β , IX, 352.
- BRANDES (H.).** — Amortissement et rendement en énergie dans les transmetteurs de la télégraphie sans fil, VII, 75.
- BRANLY (E.).** — Sensibilité des électrolytiques, VII, 900. — Détecteurs basés sur les phénomènes thermoélectriques, VIII, 595. — Interrupteur rotatif de protection, VIII, 600.
- BRANT (L.-C.).** — Détrempe de l'acier, IX, 714.
- BRÉGUET (L.).** — Hélices d'aéroplane, VII, 892.
- BRÉGUET (L. et J.) et RICHEL (C.).** — Gyroplane, VII, 566.
- BREMEKAMP (H.).** — Formules de dispersion, VIII, 231.
- BRILLOUIN (M.).** — Résistance des fluides, VIII, 684. — Fonctions données par leur valeur sur une partie de la frontière et celle de leur dérivée sur le reste de la frontière, IX, 926.
- BRINER (E.).** — Equilibres chimiques, VII, 226. — Compressibilité des mélanges de gaz, VII, 232. — Electrolyse du chlorure de sodium, VII, 915.
- BRINER (E.) et CARDOSO (E.).** — Liquéfaction et compression des mélanges, IX, 369.
- BRINER (E.) et DURAND (E.).** — Formation de l'ozone par l'effluve à basse température, VII, 579.
- BRINER (E.) et METTLER (E.).** — Formation du gaz ammoniac, IX, 361.
- BRINER (E.) et WROCYNSKI (A.).** — Décomposition de l'oxyde d'azote, IX, 637. — Décomposition de l'oxyde de carbone, IX, 976.
- BRIZARD et BROGLIE (M. de).** — Charges des fumées chimiques, VIII, 953. —
- Origine du dégagement de l'électricité dans les réactions chimiques, VIII, 957. — Réactions chimiques et ionisation, IX, 544. — Ionisation par barbotage, IX, 976.
- BROCA (A.) et POLACK.** — Vision de signaux de nuit, VII, 576.
- BROCHET (A.).** — Réactions de la cuve de nickelage, VII, 570. — Radioactivité des eaux de Plombières VII, 894; IX, 918. — Soude électrolytique, VIII, 614.
- BROCK (A. van der).** — Classification périodique des corps simples, VII, 401.
- BROGLIE (M. de).** — Ionisation de l'air par barbotage, VII, 481. — Gaz provenant des étincelles électriques, VII, 904. — Centres chargés en suspension dans les gaz, VIII, 69, 869; IX, 205. — Ionisation des gaz, IX, 980. — Électrisation de l'air par la flamme d'oxyde de carbone, IX, 989.
- BROGLIE (M. de) et BRIZARD.** — Charge des fumées chimiques, VIII, 953. — Origine du dégagement d'électricité dans les réactions chimiques, VIII, 957. — Réactions chimiques et ionisation, IX, 544. — Ionisation par barbotage, IX, 976.
- BRON (A.) et GUYE (C.-E.).** — Stabilité de l'arc électrique, VIII, 71.
- BRONIEWSKI (W.).** — Variation du coefficient de dilatation des corps monatomiques, VII, 227. — Résistance électrique et dilatation des métaux, VII, 909. — Force électromotrice d'une pile, VII, 934. — Alliages aluminium-cuivre, IX, 627. — Alliages aluminium-argon, IX, 998.
- BRONIEWSKI (W.) et GUNTZ (A.).** — Résistance électrique des métaux alcalins, VIII, 694.
- BRONSON (H.-L.).** — Effet de la température sur l'activité du radium, VII, 722. — Activité relative de l'émanation et le dépôt actif du thorium et de l'actinium, IX, 257.
- BROOKS (E.-E.).** — Spectre du magnésium, VIII, 783; IX, 431.
- BROWN (F.-C.).** — Énergie cinétique des ions positifs émis par le platine chaud, IX, 342.
- BROWN (S.-L.).** — Boîtes de résistances, IX, 712.
- BROWN (C.) et RICHARDSON (W.).** —

- Energie cinétique des électrons négatifs émis par les corps chauds, IX, 260.
- BROWNLEE et SMITH. — Soufre amorphe, VIII, 859.
- BROWN (F.-C.), et STEBBINS (J.). — Résistance des éléments au sélénium, VIII, 699.
- BROWN (S.-L.). — Capacités des bobines de résistance, VIII, 712. — Energie cinétique des ions positifs, VIII, 712.
- BROWNE (A.-W.), BRADLEY (W.-P.) et HALE (C.-F.). — Etat critique de CO₂, VIII, 702-706.
- BRUHAT (G.). — Coefficient de diffusion de l'émanation d'actinium, VIII, 933.
- BRUNHES (B.). — Courants telluriques, VIII, 692. — Tremblement de terre du 22 janvier, 1910, IX, 920.
- BRUNHES (B.) et DAVIP (P.). — Mesure directe de la composante verticale du magnétisme terrestre, VIII, 63. — Caverne respirante, VIII, 298. — Courants telluriques, IX, 543.
- BRUNHES (B.) et GUYOT (I.). — Piles à électrodes identiques, VII, 27.
- BRUNINGHAUS (L.). — Relation entre l'absorption et la phosphorescence, IX, 634.
- BRUNNER. — Courbe des différences de potentiel dans les solutions d'iodure de potassium, IX, 539.
- BUCHERER (A.-H.). — Explication de l'électromagnétisme, VII, 653. — Rayons de Becquerel, VIII, 523. — Vérification expérimentale du principe de relativité, IX, 449.
- BUCHNER (E.-H.). — Radioactivité de la thorianite, VII, 717.
- BUCKINGHAM (E.). — Corrections thermodynamiques de l'échelle de l'azote, IX, 247.
- BUGUET (A.). — Cryoscopie de mélanges organiques, IX, 627.
- BUISSON (H.). — Action de la lumière ultra-violettes, VII, 952.
- BUISSON (H.) et FABRY (C.). — Mesures de longueurs d'onde, VII, 169. — Réflexion sur les couches métalliques minces, VII, 417. — Arc au fer, VIII, 73. — Raies du spectre de l'arc électrique et du soleil, VIII, 934. — Mesure de très petits déplacements des raies spectrales, VIII, 938. — Spectres du bord et du centre du soleil, VIII, 960. — Interférences produites par les raies noires du spectre solaire, IX, 197. — Mesures de petites variations de longueurs d'onde, IX, 298. — Etalon spectroscopique, IX, 421. — Arc entre métaux, IX, 929.
- BULL (L.). — Vol de l'insecte, IX, 917.
- BUMSTEAD (H.-A.). — Effets thermiques des rayons Röntgen sur le plomb et le zinc, VIII, 312; IX, 243. — Problèmes de dynamique et de gravitation, VIII, 318. — Chaleur dégagée par l'absorption des rayons Röntgen, VIII, 372.
- BUNROKU-ARAKAWA. — Courants alternatifs non sinusoïdaux, IX, 712.
- BUNZEL (H.-H.). — Polarisation galvanique, IX, 90.
- BURBURY (S.-H.). — Diffusion des gaz, VII, 801-809.
- BURGESS (G.) et WAIDNER (C.). — Echelle pour les températures élevées, VIII, 48. — Température de fusion du platine, VIII, 927.
- BURTON (C.-V.). — Théorie de la gravitation, IX, 336.
- BURTON (C.-V.), BERKELEY (C^o de) et HARTLEY (E.-G.-J.). — Pressions osmotiques, IX, 183.
- BURTON (W.). — Indice de réfraction et dispersion dans l'argon et l'hélium, VIII, 788.
- BUTA (de) et FODOR (A.). — Commandes mécaniques de précision, IX, 549.
- BUTLER (C.-P.), LOCKYER (N.) et BAXANDALL (F.-E.). — Spectre ϵ d'Orion, IX, 839.
- BUXTON et TEAGUE. — Coagulation mutuelle des colloïdes, IX, 190.
- BYK (A.). — Equations caractéristiques dans leurs relations avec la thermodynamique, VII, 157. — Influence des métaux lourds pour foncer les couleurs, VIII, 856. — Calcul thermodynamique et électrochimique des réactions photochimiques, IX, 192.
- CADY (W.-G.). — Déclinomètre enregistreur, VII, 725. — Théorie des oscillations de haute fréquence, IX, 635.
- CADY (W.-G.) et ARNOLD (H.-D.). — Arc jaillissant entre électrodes métalliques, VII, 480; VIII, 303.
- CADY (W.-G.) et VINAL G.-W.). — Arc jaillissant entre électrodes de métal, IX, 655.
- CAGLE (A.) et FOWLER (A.). — Photo-

- graphies de spectres prismatiques, IX, 424.
- CALDWELL (R.-J.). — Influence des sels et des non-électrolytes sur l'action sucrolastique des acides, VII, 716.
- CALDWELL (R.-J.) et ARMSTRONG (H.-E.). — Discrimination des hydrates, VIII, 214.
- CALDWELL (R.-J.) et HANTZSCH. — Comparaison des acides en solution dans la pyridine, VIII, 860.
- CALDWELL (R.-J.) et WHYMPER (R.). — Détermination du pouvoir rotatoire, IX, 171. — Influence sur le pouvoir rotatoire du sucre en solution, de l'addition de divers sels, IX, 171.
- CALLANDAR (H.-L.). — Pression de vapeur et pression osmotique, VIII; 790, IX, 179. — Point d'ébullition de soufre, IX, 180. — Tension de vapeur et pression osmotique des solutions concentrées, IX, 541.
- CALLENDAR (H.-L.) et DALBY (W.-E.). — Températures dans le cylindre des moteurs à gaz, VIII, 774.
- CALMELS (H.) et CLERC (L.-P.). — Trame photographique, VIII, 67.
- CAMERON (A.) et RAMSAY (sir W.). — Lithium dans les minerais radioactifs, VII, 897. — Spectre de l'émanation du radium, IX, 174.
- CAMPBELL (A.). — Capacités inductives spécifiques du papier sec et de la cellulose solide, VII, 711. — Mesure des inductances mutuelles à l'aide d'un galvanomètre à vibrations, VII, 811. — Etalon d'inductance mutuelle, VIII, 208. — Dispositif à coefficient d'induction mutuelle variable, IX, 104. — Comparaison des coefficients d'induction mutuelle et des capacités, IX, 184.
- CAMPBELL (N.). — Absorption des rayons β , IX, 337.
- CAMPBELL (W.-W.) et ALBRECHT (S.). — Spectre de la comète Morehouse, IX, 428.
- CANTONE (M.). — Variations de résistance dans le champ magnétique, VII, 664. — Spectres d'émission des sels de radium, VII, 664.
- CANTOR (M.). — Vitesse de la lumière. — Analogie acoustique, VIII, 127.
- CARDOSO (E.) et BRINER (E.). — Liquéfaction et compression, IX, 369.
- CARHART (H.-S.). — Etalon au cadmium, VIII, 696, 698.
- CARLHEIM-GYLLERSKOLD (V.). — Origine des spectres de bandes, VIII, 320.
- CARMAN (A.-P.). — Volumétre différentiel, VIII, 701.
- CARON (M.). — Aéroplane, VIII, 946.
- CARPENTIER (J.). — Baromètre isotherme de Montrichard, IX, 631. — Balance de précision de Collot, IX, 916. — Logomètre de Joly, IX, 968. — Stabilisateur pour aéroplane de Regnard, IX, 969.
- CARPENTIER (J.) et ABRAHAM (H.). — Rhéographe, VIII, 78.
- CARSON et SMITH. — Soufre amorphe, VIII, 839.
- CARTER (T.-S.) et WOOD (R.-W.). — Spectres de fluorescence de la vapeur de potassium, VIII, 706.
- CARTMEL (W.). — Transmission anormale des ondes électriques, VIII, 50.
- CARVALLO (J.) et KOHN-ABREST. — Action de l'eau sur la poudre d'aluminium, VIII, 928.
- CASTELLI (E.). — Spectre du mercure, VII, 820.
- CATHIARD (A.). — Emploi des flammes comme soupape des courants alternatifs, VII, 890.
- CAUDRELIER (E.). — Décharge des inducteurs, VIII, 948; IX, 629, 964.
- CENTNERSZWER (M.). — Température critique des solutions, VIII, 862.
- CENTNERSZWER (M.) et ZAWIDZKI (I.-V.). — Mélange et séparation rétrogrades, VII, 919.
- CERMAK (P.). — Effet Peltier, VIII, 126; IX, 63.
- CHABRIÉ (C.). — Obtention des températures élevées, VII, 490.
- CHAMBERLAIN (C.-W.). — Interféromètre, VIII, 703.
- CHANOZ (M.). — Action des rayons X sur la plaque photographique, VII, 893. — Polarisation de l'homme vivant, VIII, 684. — Différence de potentiel au contact de deux dissolutions aqueuses, VIII, 916. — Dissymétrie créée par le courant continu dans les chaînes liquides, IX, 618.
- CHARDONNET (de). — Analyse optique des pyroxyles, VII, 485.
- CHARPY (G.). — Solubilité du graphite dans le fer, VII, 584.

- CHARPY (G.) et BONNEROT (S.). — Cémentation du fer, IX, 919.
- CHARRON (F.). — Frottement entre corps solides, VIII, 69; IX, 972.
- CHASSÉRIAUD (R.). — Représentation géométrique de la gamme, VII, 387.
- CHASSY (A.). — Conductibilité acquise sous l'influence d'un champ alternatif intense, IX, 542. — Absorption d'énergie par le passage d'un courant alternatif dans un gaz, IX, 985.
- CHATTAWAY (F.-D.). — Méthode pour déposer le cuivre sur le verre, VIII, 777.
- CHATTOCK (A.-D.) et TYNDALL (A.-M.). — Décharge d'une pointe électrisée, IX, 252.
- CHAUDESAIGUES. — Mouvement brownien, VIII, 687.
- CHAUDIER (J.). — Propriétés électrooptiques des liqueurs mixtes, VIII, 422; IX, 548.
- CHAUDIER (J.) et CHAUVENET (E.). — Radioactivité des composés du thorium, IX, 920.
- CHAUMAT (H.). — Réduction électrolytique de l'indigo, VII, 587.
- CHAUVEAU (A.). — Perception du relief dans les épreuves photographiques, VIII, 57.
- CHÉNEVEAU (C.). — Propriétés optiques des solutions et des corps dissous, VII, 362. — Valence de la molécule saline dissoute, VII, 488. — Propriétés magnétiques du cuivre, IX, 163. — Mesure de l'intensité d'un champ magnétique, IX, 692. — Goniomètre réfractomètre auto-collimateur, IX, 823. — Constantes optiques des corps dissous, IX, 970. — Mesure des susceptibilités magnétiques, IX, 979.
- CHÉNEVEAU (C.) et FERY (C.). — Température de fusion du platine, VIII, 926. — Loi du rayonnement lumineux des lampes à incandescence, IX, 397.
- CHÉNEVEAU (C.) et LABORDE (A.). — Nature de la radioactivité, VIII, 161.
- CHEVALIER (S.). — Taches solaires, VIII, 450. — Etude de la photosphère, IX, 411.
- CHEVALIER (A.). — Eau de mer de la Manche, VII, 891.
- CHILD (C.). — Mesures des potentiels avec un crayon de carbone, VIII, 49. Force contre-électromotrice de l'arc électrique, IX, 710. — Chute anodique de potentiel avec une cathode de chaux à température élevée, IX, 711.
- CHMYROW (D.) et SLATOWRASKI (N.). — Diffusion de la lumière polarisée par les surfaces dépolies, VII, 652.
- CHRÉTIEN (H.). — Comète Daniel de 1907, VII, 566.
- CHRISTLER (V.-L.). — Activité photoélectrique des métaux, VIII, 708. — Absorption des gaz par l'anode des tubes à gaz raréfiés, IX, 713.
- CHRISTOFF. — Dissolution non électrolytique du mercure, IX, 536.
- CHWOLSON (O.-D.). — Discontinuité des températures à la limite de deux corps, VIII, 853.
- CINGOVATOFF (A.). — Action des vapeurs d'essence de térébenthine sur la plaque photographique, VII, 739.
- CIRERA (R.). — Tremblement de terre, VIII, 917. — Aurore boréale, IX, 617.
- CIRERA et BACCELLI. — Rapport entre l'activité solaire et les perturbations magnétiques, VII, 576.
- CLACK (B.-W.). — Coefficient de diffusion, IX, 331.
- CLARK et HANTZSCH. — Solutions des chromates et des permanganates, IX, 536.
- CLAUDE (G.). — Dispositif pour éviter les accidents pendant la manipulation des récipients d'oxygène comprimé, VII, 493. — Extraction des gaz rares de l'atmosphère, VIII, 613. — Appareil pour la séparation progressive des éléments de l'air, VIII, 843. — Composition de l'air, VIII, 953. — Récupération frigorifique des liquides volatils, IX, 625. — Comète de Halley, IX, 988.
- CLAUDE, FERRIÉ et DRIENCOURT. — Comparaison des chronomètres au moyen des signaux radiotélégraphiques, IX, 923.
- CLAY (J.). — Résistance électrique des alliages aux basses températures, IX, 855.
- CLAY (J.), KAMERLINGH-ONNES (Ch.) et BRAAK (C.). — Mesure des très basses températures, VIII, 219.
- CLAY (J.) et KAMERLINGH-ONNES (H.). — Calibrage des thermomètres à résistance de platine, VII, 312. — Résistances des métaux aux très basses

- températures, VII, 313; IX, 853. — Dilatation du platine aux basses températures, VIII, 224. — Mesure des très basses températures, IX, 852. — Élément thermoélectrique, or-argent, IX, 852.
- CLELLAND (J.-A. Mc). — Rayons β secondaires, VIII, 791. — Radioactivité du plomb et d'autres métaux, IX, 340.
- CLEMENT (J.-K.) et DAY (A.-L.). — Thermomètre à gaz, VIII, 316.
- CLERC (L.-P.) et CALMELS (H.). — Trame photographique, VIII, 67.
- CLERC (L.) et MINET (A.). — Four électrique, VII, 894.
- CLIFFORD (O.-C.). — Susceptibilité du cuivre, de l'étain et de leurs alliages, VIII, 702.
- COATES (J.-E.). — Examen des constituants les plus légers de l'air, VII, 721.
- COBLENTZ (W.). — Réflexion sélective et dispersion anormale, VII, 973. — Spectre d'émission de la flamme de CS_2 , VIII, 42. — Pouvoir réflecteur sélectif, VIII, 45. — Poids atomiques, VIII, 699. — Spectre d'émission infrarouge, IX, 641. — Rayonnement aux températures ordinaires, IX, 642.
- COFFIN (J.). — Condensateur étalons, VIII, 51.
- COHEN (B.-S.). — Mesures téléphoniques, IX, 265.
- COHEN. — Etudes physico-chimiques sur l'étain, IX, 540.
- COHEN et OLIE. — Antimoine amorphe, VIII, 866.
- COHEN et STRENGERS. — Métaux du platine explosifs, VIII, 868.
- COLIN (E.). — Observations magnétiques à Tananarive, VIII, 74.
- COLIN et JEANCE. — Téléphonie sans fil, VIII, 949.
- COLLEY (A.-R.). — Spectre électrique de l'eau, VII, 740. — Dispersion de l'alcool dans le spectre électrique, VIII, 854.
- COLLIE (J.-N.). — Néon, IX, 832.
- COLSON (A.). — Transformation du phosphore, VII, 891. — Conditions nécessaires aux réactions directes, VIII, 946.
- COMAS SOLA (J.). — Tremblement de terre, VIII, 917.
- CONRAD (V.). — Mesure des chutes de potentiel dans l'air, VIII, 296.
- CONRAT (F.). — Mesure du décrement d'amortissement dû au rayonnement des conducteurs en forme de tige, VII, 76.
- CONRAT (F.) et BOSE (F.). — Anomalies de la viscosité, IX, 650.
- COOKSEY (C.-D.). — Rayons corpusculaires produits dans divers métaux par les rayons Röntgen, VII, 477.
- COOPER (F.-L.). — Longueur d'onde du chrome, du calcium, etc., IX, 434.
- CORBINO (O.-M.). — Production de courants alternatifs de fréquence quelconque, VIII, 305. — Couches minces sur une anode d'aluminium, VIII, 457. — Bobine d'induction, VIII, 458, 459. — Hystérésis magnétique du fer, VIII, 458. — Oscillations électriques, VIII, 460. — Modèle de dynamo, série, IX, 651. — Transformation des courants continus en oscillations électriques de haute fréquence, IX, 651.
- CORBINO (O.-M.) et MARESCA (S.). — Condensateurs en aluminium, VIII, 457.
- CORNEC (E.). — Etude cryoscopique, IX, 621.
- CORTIE (A.-L.). — Couronne solaire, VII, 468. — Températures des taches solaires, VIII, 452.
- COSTANZI (G.). — Déplacement des maxima de l'anomalie positive et négative de la pesanteur, VII, 571.
- COSTE (M.). — Transformation du sélénium, IX, 620.
- COTTON (A.) et MOUTON (H.). — Etude ultramicroscopique du transport électrique, VII, 230. — Orientation des cristaux par le champ magnétique VIII, 597. — Biréfringence magnétique et électrique de la nitrobenzine, VIII, 600. — Biréfringence magnétique des composés aromatiques, IX, 610, 967. — Relation de Havelock, IX, 969.
- COTTON (A.), MOUTON (H.), WEISS (P.). — Phénomène de Majorana, VII, 491.
- COTTON (A.) et WEISS (P.). — Rapport $\frac{e}{m}$, VIII, 686.
- COURMONT (J.), NOGIER (Th.) et ROCHAUX. — Stérilisation de l'eau, IX, 990.
- COY (H.-V.-Mc) et ASHMAN (G.-C.). — Étalon de radioactivité, VIII, 317.
- CRÉMIEU (V.). — Diminution du roulis du navire, VII, 895. — Balance de

- torsion employée comme sismographe, VIII, 944. — Constante newtonienne, IX, 622. — Gravitation, IX, 970.
- CRÉMIER (V.) et RISPAIL (L.). — Equivalent mécanique de la chaleur, VIII, 681.
- CROOKES (W.). — Spectre de l'ytterbium, VII, 709. — Espace obscure dans les tubes à vide, VIII, 455. — Scandium, VIII, 701. — Creusets d'iridium, VIII, 792.
- CROTHERS (D.) et ARMSTRONG (H.-E.). — Valeurs d'hydratation, IX, 470.
- CROWTHER (J.-A.). — Dispersion des rayons β par l'uranium, VIII, 684. — Passage des rayons Röntgen à travers les gaz, IX, 776. — Effet de la température sur l'ionisation, IX, 831.
- CROZE (F.). — Spectre de bandes de l'azote dans le rouge extrême, IX, 969. — Prolongement des spectres de bandes des gaz carbonés, IX, 993.
- CRUSSARD et JOUGUET. — Lois de la similitude, VIII, 65.
- CULVER (C.). — Télégraphie sans fil, VIII, 52.
- CUMMING (A.-C.). — Constantes d'affinité des électrolytes amphotères, VII, 708.
- CUNNINGHAM (E.). — Principe de relativité, IX, 262.
- CUNO (E.). — Dissolution dans les mélanges d'alcool et d'eau, VIII, 377; IX, 452.
- CURIE (M^{me}). — Constante de temps du polonium, VII, 238. — Poids atomique du radium, VII, 496. — Action de la pesanteur sur le dépôt de la radioactivité active, VII, 566. — Formation de brouillards en présence de l'émanation du radium, VIII, 606.
- CURIE (M^{me}) et DEBIERNE (A.). — Polonium, IX, 925.
- CURIE (M^{me}) et GLEDITSCH (M^{le}). — Action du radium sur les sels de cuivre, VIII, 604.
- CUTHBERTSON (C.) et CUTHBERTSON (M.). — Réfraction et dispersion du krypton et du xénon, IX, 184.
- CUTHBERTSON (C.) et METCALFE (E.-P.). — Indices de réfraction du potassium, du zinc, etc., gazeux, VIII, 160. — De l'acide azotique, etc., VIII, 788. — Dispersion du mercure, du soufre, etc., VIII, 789.
- CZUNOCHOWSKI (B. von). — Procédé pour produire des oscillations électriques, VII, 541.
- DABOURIAN (H.-M.). — Constituants de la radioactivité atmosphérique, VIII, 312.
- DAIRE et DORNIC. — Stérilisation par les rayons ultra-violet, IX, 611.
- DALBY (W.-E.) et CALLENDAR (H.-L.). — Températures dans le cylindre des moteurs à gaz, VIII, 774.
- DALTON (J.-P.). — Equation de van der Waals, VII, 561. — Variation des chaleurs spécifiques avec la température et la densité, VII, 561. — Chaleur spécifique des vapeurs saturées, VII, 562. — Effet Joule-Kelvin, IX, 856.
- DANNE (J.). — Courbes de radioactivité, VII, 898. — Nouveau produit radioactif de la série de l'uranium, VIII, 925.
- D'ANS et KEPPELER. — Dissociation thermique des sulfates de fer anhydres, IX, 488.
- DARMOIS (E.). — Dispersion rotatoire anormale, VIII, 601. — Composition des essences de térébenthine, IX, 623.
- DAUNDERER (A.). — Mesures d'électricité atmosphérique, VIII, 517.
- DAUTRICHE. — Combustion des gaz et des poussières, VII, 901.
- DAUVÉ (C.). — Déplacement réciproque des métaux, IX, 746.
- DAUZÈRE (C.). — Solidification cellulaire, VII, 930.
- DAVID (P.) et BRUNNES (B.). — Mesure directe de la composante verticale du magnétisme terrestre, VIII, 63. — Caverne respirante, VIII, 298. — Courants telluriques, IX, 543.
- DAVIDSON (J.-G.). — Effets de la lumière ultra-violette, VIII, 295. — Conductibilité des flammes, VIII, 694.
- DAVIES (J.-H.) et PERMAN (E.-P.). — Constantes physiques de l'ammoniac, VII, 705.
- DAVIS (B.). — Energie nécessaire pour ioniser une molécule par chocs d'ions négatifs, VIII, 42. — Transformation de l'énergie lumineuse ou énergie électrique, VIII, 43.
- DAVIS (H.-N.). — Densité critique de l'eau, IX, 708.
- DAVISSON (C.). — Radiation produite par le choc des rayons β , IX, 707.
- DAY (A.-L.) et CLÉMENT J.-K. — Thermomètre à gaz, VIII, 346.

- DAY (W.-S.) et NICHOLS (E.-F.). — Groupes de rayons restant dans l'infra-rouge, VIII, 707.
- D'AZAMBUJA (L.) et DESLANDRES (H.). — Couche supérieure du calcium dans l'atmosphère, VIII, 603, 940. — Images monochromatiques multiples du soleil, IX, 615.
- DEBIERNE (A.). — Décomposition de l'eau par les sels de radium, VIII, 935. — Emanation du radium, VIII, 949. — Poids atomiques de l'émanation du radium, IX, 936.
- DEBIERNE (A.) et CURIE (M^{me}). — Polonium, IX, 925.
- DEBYE (P.). — Sons élevés perceptibles ou non, VIII, 386.
- DÉCOMBRE (L.). — Dispositif à contacts électriques régis par la rotation d'un organe mobile autour d'un axe fixe, IX, 607. — Electromètres à quadrants, IX, 919. — Mesure de l'indice de réfraction des liquides, IX, 925.
- DEELEY (R.-M.). — Viscosité de la glace, IX, 176.
- DEGUISNE (C.) et MARBE (R.). — Analogie entre les courants alternatifs et les vibrations sonores, VII, 978.
- DEGUISNE (C.). — Inscription des battements acoustiques, VII, 403.
- DEININGER (F.). — Emission d'ions négatifs par les métaux, VIII, 376.
- DE LA RIVE (L.). — Lignes d'aimantation d'une couche sphérique aimantée, VIII, 670; IX, 224.
- DE LA RIVE (L.) et GUYE (Ch.-E.). — Réseau hexagonal de petits aimants, VIII, 920.
- DELAUNEY. — Relations contre les poids atomiques des corps simples, VII, 584.
- DELVALEZ (G.). — Figures de Nobili, VIII, 174. — Photographies colorées, VIII, 180. — Phénomène de Hall dans les liquides, VIII, 360.
- DEMBER (H.). — Propriétés photoélectriques des métaux, VII, 970. — Rayons canaux photoélectriques, IX, 61. — Sensibilité des cellules électrolumineuses, IX, 650.
- DEMERLIAC (R.) et AUDRAIN (J.). — Inégalité du potentiel électrique en différents points de l'organisme, VIII, 941.
- DEMIERRE (H.) et DUBOUX (A.). — Réaction entre le sulfocyanure de baryum et l'acide bromacétique, VII, 912.
- DEMIERRE (H.) et DUTOIT (P.). — Réactions ioniques dans l'acétone, VII, 234.
- DEMOLIS (L.). — Electrolyse des chlorures alcalins, VII, 233.
- DENAYROUZE (L.). — Emploi des hydrocarbures lourds pour l'éclairage, VII, 581.
- DENNIS (L.) et HAWLEY (L.). — Emanation du radium, VIII, 49.
- DEPREZ (M.). — Planement des oiseaux, VIII, 59.
- DESLANDRES (H.). — Etude physique des comètes, VII, 576. — Rotation et éclat des diverses couches atmosphériques du soleil, VIII, 75. — Couche supérieure du calcium dans l'atmosphère solaire, VIII, 603. — Classe particulière de rayons pouvant être émis par le soleil, VIII, 605. — Spectrohéliographe de Meudon, VIII, 939. — Mouvements de la couche supérieure de l'atmosphère solaire, IX, 547. — Orage magnétique, IX, 916. — Distribution des filaments dans la couche supérieure, IX, 977. — Influence des comètes, IX, 983.
- DESLANDRES (H.) et d'AZAMBUJA (L.). — Couche supérieure du calcium dans l'atmosphère solaire, VIII, 603, 940. — Images monochromatiques multiples du soleil, IX, 615.
- DESLANDRES (H.) et BERNARD (A.). — Comète Daniel de 1907, VII, 566. — Comète Morehouse, VIII, 686.
- DESLANDRES (H.) et BOSLER (I.). — Spectre de la comète Morehouse, VIII, 686.
- DESLANDRES (H.), BERNARD (A.) et BOSLER (J.). — Comète Morehouse, VIII, 937.
- DESLANDRES (H.) et IDRAC (P.). — Spectre de la comète 1910 *q*, IX, 965.
- DEVAUX-CHARBONNEL et ABRAHAM (H.). — Propagation des courants téléphoniques sur les lignes souterraines, VII, 577. — Conditions de rendement maximum pour les appareils téléphoniques, VII, 583. — Photographie de la parole, VIII, 76. — Constitution des lignes souterraines, VIII, 930. — Etalonnage des condensateurs, VIII, 934. — Lignes téléphoniques artificielles, IX, 623.
- DEWAR (J.). — Emploi du radiomètre

- pour l'observation des basses pressions dans les gaz, VII, 484; VIII, 212.
— Vitesse de production de l'hélium par le radium, IX, 177.
- DEWAR (J.) et JONES (H.-O.). — Fer carbonyle, VIII, 153. — Application des basses températures à quelques problèmes chimiques, VIII, 783.
- DHÉRE (Ch.) et GORGOLEWSKI. — Gélatine déminéralisée, IX, 973.
- DIECKMANN (E.). — Arc du Poulson, IX, 440.
- DIECKMANN (M.). — Oscillations dans les circuits des condensateurs, VIII, 135.
- DIENERT (F.). — Causes d'erreur dans les expériences à la fluorescence, VIII, 72. — Contrôle de la stérilisation des eaux, IX, 926. — Substances fluorescentes dans les eaux minérales, IX, 974.
- DIENERT (F.) et BOUQUET (E.). — Radioactivité des sources de l'Avre, VII, 578.
- DIENERT (F.), GUILLERED (A.) et MAREC. — Acoustèle de Daguin, VIII, 73.
- DIETERICI (C.). — Chaleur spécifique de l'eau, VII, 668. — Isothermes d'énergie de l'eau aux températures élevées, VII, 742. — Chaleur de vaporisation interne, VIII, 381. — Appareil de rotation électromagnétique, VIII, 515.
- DIETHELM et FOERSTER. — Réduction électrolytique des solutions de sulfate de titane, IX, 189.
- DIKE (P.-H.). — Electricité atmosphérique, IX, 653.
- DINNIK (N.-A.). — Limite d'élasticité, VIII, 856.
- DISCH (J.) et KONIGSBERGER (I.). — Équation Fodrier, VII, 963.
- DIXON (H.-B.) et BRADSHAW (L.). — Explosion du gaz électrolytique pur, VIII, 203, 862.
- DJGLIO. — Durée d'émission des rayons cathodiques, IX, 651.
- DOLEZALEK (F.). — Electromètre, IX, 39.
- DOLGOLENKO. — Température critique inférieure dans la solubilité de deux liquides, IX, 193.
- DONATI (L.). — Réglage de l'intensité lumineuse des lampes à courants alternatifs, VIII, 796.
- DORLING (K.). — Vitesse du son dans les liquides, VIII, 374.
- DORN (E.). — Rayons canaux dans l'hydrogène, l'hélium et l'argon, VIII, 527.
- DORNIC et DAIRE. — Stérilisation par les rayons ultra-violet, IX, 614.
- DORSEY (H.). — Coefficient de dilatation linéaire, VIII, 51. — Coefficient de dilatation à basse température, VIII, 704.
- DOUGALL et LUTHER. — Cinétique de la réaction entre les acides chlorique et chlorhydrique, IX, 189.
- DOUMER (E.). — Electrolyse des dissolutions d'HCl, VII, 897. — Facteur d'ionisation dans les dissolutions d'HCl, VII, 907. — Vitesse de transport des ions, VIII, 63.
- DOW (J.-S.). — Photomètre à cosinus à clignotement, VII, 816.
- DOWELL (L.-S. Mac.). — Fluorescence et absorption de l'anthracène, VIII, 696.
- DRECO et GRAMONT (A. de). — Spectre de bandes attribué au cyanogène, IX, 983.
- DREPPER (F.). — Polarisation rotatoire magnétique, VII, 974.
- DREYER (G.) et HANNSEN (O.). — Coagulation des albumines sous l'action du radium, VII, 491. — Loi de la vitesse d'hémolyse des hématies, VII, 493. — Action de la lumière sur les glycosides, VII, 568.
- DRIENCOURT, CLAUDE et FERRIÉ. — Comparaison de chronomètres au moyen de signaux radiotélégraphiques, IX, 923.
- DRUCKER et KRŠNJAVI. — Nombre de transport de l'acide chlorhydrique dilué, IX, 196.
- DRYSDALE (C.). — Rendement lumineux, VII, 872, VIII, 197, 774. — Emploi des shunts et transformateurs dans les instruments de mesure, IX, 254. — Propagation des courants alternatifs dans les câbles, IX, 273.
- DRZEWIECKI (D.). — Aéroplanes, VIII, 934.
- DUANE (W.). — Rayons α , VIII, 66; IX, 447. — Dégagement de chaleur des corps radioactifs, VIII, 952. — Chaleur du polonium, VIII, 958.
- DUANE (W.) et LABORDE (A.). — Émanation du radium, IX, 988.
- DUBOIS (R.). — Influence de la lumière solaire sur le dégagement des bulles gazeuses dans l'eau de mer, VII, 898.

- DUBREUIL (L.). — Poids atomique de l'argent, VIII, 613.
- DUBRISAY (R.). — Décomposition hydrolytique du bromure et de l'iode du bismuth, IX, 546.
- DUBROCA. — Solubilité, VII, 917.
- DUCELLIEZ (F.). — Alliages de cobalt, IX, 917.
- DUCLAUX (J.). — Fonctions diastasiques des colloïdes, VII, 575. — Réactions lentes, VII, 747. — Substances colloïdales, VII, 908. — Pression osmotique et mouvement brownien, VIII, 599. — Extension aux colloïdes de la notion de solubilité, VIII, 925. — Cryoscopie des colloïdes, VIII, 935. — Coagulation du sulfure d'arsenic, IX, 368.
- DUCLAUX (J.) et HAMELIN (A.). — Modification du thermomètre à mercure, IX, 600.
- DUCRETET (E.). — Dispositif de réglage et d'accord pour les récepteurs des postes de télégraphie sans fils, VII, 487.
- DUDELL (W.). — Courtes étincelles, IX, 259.
- DUFFIELD, (G.). — Spectre du fer, VIII, 214; IX, 415. — Effet de la pression sur le spectre de l'arc, spectre du cuivre, IX, 181.
- DUFFIELD (G.) et ROSSI (R.). — Spectre d'émission de l'argent chauffé dans l'air dans un four électrique, IX, 427.
- DUFOUR (A.). — Influence de la pression sur les spectres d'absorption des vapeurs, VII, 487. — Phénomène de Zeeman, VII, 893; VIII, 237. — Electrons positifs dans les tubes à vide, VIII, 411, 930. — Pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur de fluorure de calcium, VIII, 693. — Dissymétries de positions et d'intensités des composants magnétiques de certaines raies d'émission, VIII, 950, 956; IX, 277.
- DUHEM. — Découverte de la loi de la chute des graves, VIII, 64.
- DUMOULIN. — Stabilité de la marche en parallèle des alternateurs auto-excités, VIII, 72.
- DUNANT (G.) et BODENSTEIN (M.). — Dissociation de l'oxychlorure de carbone, VIII, 863.
- DUNOYER (L.). — Compas électro-magnétique, VII, 578; VIII, 797; IX, 135. — Variation de la conductibilité du verre avec la température, IX, 634. — Émission de charges électriques par les métaux alcalins, IX, 924. — Formation des rayons cathodiques, IX, 976. — Mesure d'un champ magnétique, IX, 994.
- DUPERTHUIS (H.) et DUTOIT (P.). — Chaleurs de dissociation de quelques électrolytes, IX, 370. — Viscosités et conductibilités limites, IX, 371.
- DURAND-GREVILLE. — Classe particulière de rayons pouvant être émis par le soleil, VIII, 605.
- DURAND (E.) et BRINER (E.). — Formation de l'ozone par l'action de l'effluve à basse température, VII, 578.
- DURRANT (R.-G.). — Diffusion des électrolytes, VII, 746.
- DUSSAUD. — Sources lumineuses en mouvement, IX, 972.
- DUTOIT (P.). — Chimie physique en 1907, IX, 364.
- DUTOIT (P.) et DEMIERRE (H.). — Réactions ioniques dans l'acétone, VII, 234.
- DUTOIT (P.) et DUPERTHUIS (H.). — Chaleurs de dissociations de quelques électrolytes, IX, 370. — Viscosités et conductibilités limites, IX, 371.
- DUTOIT (P.) et GAGNAUX (L.). — Cinétique de transformation, VII, 226.
- DUTOIT (P.) et RAPPEPORT (H.). — Conductivités limites de quelques électrolytes, IX, 366.
- DVORAK (V.). — Mesures absolues de l'intensité du son, VII, 71.
- DYSON (F.-W.). — Spectres des éclipses de 1900, 1901 et 1905, VII, 713.
- EARHART (R.-F.). — Potentiels explosifs, VIII, 697. — Décharge d'une pointe électrisée, IX, 250. — Dans les gaz raréfiés, IX, 711.
- EBELING (H.). — Variation de température dans les fils parcourus par un courant alternatif, IX, 90.
- EBERHARD (G.). — Spectre du terbium, VII, 467.
- EBERT (W.). — Variation des latitudes, VII, 773.
- EDELMANN (M.). — Galvanomètre enregistreur, VII, 537.
- EDELMANN (T.). — Résonateurs avec plaque de résonance, VII, 650. — Aimants croisés et leur emploi, VII, 982. — Son fondamental, VII, 984.

- EDGAR (E.-C.). — Poids atomique du chlore, IX, 174.
- EDWARDS (C.-A.) et ANDREW (J.-H.). — Alliages ternaires, IX, 840.
- EGER (H.). — Ecoulement des gaz, IX, 93.
- EGINITIS (D.). — Tremblement de terre, VIII, 917, 923.
- EBRENFEST (P.). — Translation des électrons déformables, VII, 401. — Stabilité des électrons, VII, 545. — Loi des déplacements de Wien, VII, 631. — Théorie du rayonnement de Plank, VII, 631.
- EBRENFEST (P. et T.). — Théorème de H. de Boltzmann, VII, 980.
- EICKHOFF (W.). — Jaillissement d'étincelles dans les condensateurs, VIII, 290; IX, 652. — Décharge des condensateurs, VIII, 305.
- EINSTEIN (A.). — Principe de relativité, VII, 401-412. — Equations fondamentales de l'électrodynamique, IX, 454.
- EINSTEIN (A.) et LAUB (J.). — Equations électromagnétiques, IX, 63, 447. — Forces exercées dans le champ électromagnétique sur les corps en repos, IX, 63.
- EINTHOVEN (W.). — Enregistrement des bruits du cœur, VII, 317.
- ELEVÉ (A.). — Autorotation, IX, 923.
- ELIAS (G.-J.). — Dispersion rotatoire magnétique anormale, VII, 735.
- ELIAS (J.) et DU BOIS (H.). — Influence de la température et du champ magnétique sur les spectres d'absorption, IX, 82, 862.
- ELIAS (J.), BOIS (H. DU) et LOWE (F.). — Appareil spectral autocollimateur, IX, 864.
- ELSTER (J.) et GEITEL (H.). — Diminution de la mobilité des ions dans le brouillard, VII, 241. — Radioactivité du plomb, VIII, 516.
- ENGLER (W.). — Transformations radioactives, IX, 62.
- ERFLE (H.). — Calcul du nombre de Loschmidt, VII, 962; VIII, 133. — Théorie des électrons, VIII, 132, 863.
- ERIKSON (H.-A.). — Ionisation des gaz aux pressions élevées, VIII, 711.
- ESCLANGON (E.). — Illuminations crépusculaires, VIII, 606. — Vol plané, VIII, 607. Anomalies de la pesanteur à Bordeaux, IX, 918.
- ESTANAVE (E.). — Relief stéréoscopique VII, 878, 923; IX, 917.
- ETÉVÉ (A.). — Coefficient de la résistance de l'air, VIII, 934.
- EUDE (C. von), GUTTE (K.). — Piles étalons, VIII, 44.
- EUMORFOPOULOS (N.). — Point d'ébullition du soufre, IX, 180.
- EVANS (J.). — Spectre de l'arc du fer, IX, 431. — Spectre de l'arc du titane, IX, 431.
- EVE (A.-S.). — Radium contenu dans les roches voisines de Montréal, VIII, 503. — Radium de l'atmosphère au voisinage de la surface de la terre, IX, 268. — Rayons α et β , IX, 352. — Rayons secondaires γ , IX, 332.
- EVERSHED (J.). — Longueurs d'onde de H δ et de H ϵ dans le spectre solaire, IX, 421.
- EVERSHEIM (P.). — Détermination de longueur d'onde, VIII, 453.
- EWELL (A.-W.). — Représentation géométrique due à Gibbs des phénomènes de réflexion en optique, VII, 481.
- EYKMAN (P.-H.) et TRIVELLI A.-P.-H. — Action de la lumière sur les plaques photographiques, VII, 69.
- EYRE (J.-V.), HUSSEY (A.-V.), PADDISON (W.-P.) et ARMSTRONG (H.-E.). — Déplacement des chlorures par l'alcool, VIII, 213.
- FABIUS (C.-H.) et KAMERLINGH-ONNES (H.). — Expériences de de Heen et de Teichner sur l'état critique, VII, 314.
- FABRY (C.). — Polarisation par réfraction, VII, 485. — Production de champs magnétiques intenses, IX, 129. — Eclat intrinsèque du ciel étoilé, IX, 921.
- FABRY (C.) et BUISSON (H.). — Mesures de longueurs d'onde, VII, 169. — Réflexion sur les couches métalliques minces, VII, 417. — Arc au fer, VIII, 73. — Raies du spectre de l'arc électrique et du soleil, VIII, 934. — Mesure des très petits déplacements des raies spectrales, VIII, 938. — Spectre du centre et du bord du soleil, VIII, 960. — Interférences produites par les raies noires du spectre solaire, IX, 197. — Mesures de petites variations de longueur d'onde, IX, 298. — Étalon spectroscopique, IX, 421. — Arc entre métaux, IX, 929.

- FABRY (L.). — Tremblement de terre en Provence, IX, 547.
- FALK (K.-G.). — Températures d'inflammation des mélanges gazeux, VIII, 129.
- FARKAS (J.). — Postulat de la relativité VII, 977.
- FARMAN (H.). — Aéroplane cellulaire, VII, 892.
- FASSBENDER. — Décharge silencieuse sur les mélanges gazeux explosifs, IX, 196.
- FAUCON (M.-A.) et MASSOL (G.). — Chaleur latente de fusion et chaleur spécifique de l'acide propionique, IX, 611.
- FAWSITT (C.-E.). — Viscosité aux températures élevées, VIII, 784.
- FAYET et GONNESSIAT. — Etude des cercles divisés, VII, 486.
- FEIGE (A.) URBAIN (E.) et SCAL (C.). — Stérilisation de l'eau par l'ultra-violet, IX, 928.
- FERRIÉ. — Nouveaux appareils de mesure, IX, 526.
- FERRIÉ, DRIENCOURT et CLAUDE. — Comparaison de chronomètres au moyen de signaux radiotélégraphiques, IX, 923.
- FÉRY (C.). — Modes électriques d'entretien du pendule. — Pendule sans lien matériel, VII, 520. — Photomètre. — Rendement optique de quelques luminaires, VII, 632. — Propriétés sélectives des corps noirs, VIII, 758, 937. — Prisme à faces courbes, IX, 762. — Spectrophotomètre à absorption, IX, 819. — Galvanomètre à cadre mobile, IX, 927. — Réfectomètre, IX, 966.
- FÉRY (C.) et CHÉNEVEAU (C.). — Température de fusion du platine, VIII, 927. — Loi du rayonnement lumineux des lampes à incandescence, IX, 367.
- FÉRY (C.) et MILLOCHAU. — Rayonnement calorifique du soleil, VII, 894.
- FEUSTEL (R.). — Détermination des constantes capillaires, VII, 245.
- FEYTAUD (J.) et BOUTAN (L.). — Photographie en couleur, IX, 989.
- FILOCHE (M^{lle} Ch.). — Amylase et la maltase, IX, 362.
- FILON L.-N.-G.). — Dispersion de la double réfraction artificielle, VIII, 159. — Mesure de la double réfraction du verre comprimé, VIII, 209.
- FISCHER (C.). — Amortissement des ondes électriques continues, IX, 442.
- FISCHER (F.) et BRAEHMER (F.). — Transformation de l'oxygène en ozone à haute température, VII, 546.
- FISCHER (H.). — Électromètres électrostatiques, VII, 642.
- FISCHER (O.). — Théorie de l'audition de Helmholtz, VIII, 440. — Théorie de la coloration, IX, 539.
- FISHER (W.). — Viscosité des gaz, VIII, 47; IX, 700, 708, 741.
- FLASCHNER. — Solubilité mutuelle de la piperidine et de l'eau, IX, 193.
- FLECKENSTEIN (A.). — Solubilité de l'azotate d'ammonium dans les mélanges d'eau et d'alcool, VII, 665.
- FLEMING (J.-A.). — Théorie des antennes, VII, 704. — Arc de Poulsen, VII, 806. — Oscillateur magnétique, VII, 816. — Propriétés photoélectriques de l'alliage potassium-sodium, IX, 339.
- FLOWERS (A.-E.). — Redressement des courants à l'aide de cristaux, IX, 743.
- FLUSIN (G.). — Osmose et tension superficielle, VII, 291-949.
- FLUSS (G.) et GUYE (Ph.-A.). — Poids atomique du chlore, IX, 371.
- FODOR (A.) et BUTA (DE). — Commandes mécaniques de précision, IX, 549.
- FÖRSTER et DIETHELM. — Réduction électrolytique des solutions de sulfate de titane, IX, 189.
- FOIX. — Rayonnement des manchons à incandescence, VII, 135. — Rayonnement de l'oxyde de cérium, VIII, 918.
- FONTENÉ (G.). — Lignes d'égale pression de l'eau, VIII, 275.
- FONVIELLE (W. de). — Incendie spontané de ballons, VII, 484.
- FORCH (C.). — Tension superficielle des liquides inorganiques, VII, 246. — Volume moléculaire de la naphthaline, VII, 920.
- FORSCH (C.) et NORDMEYER (P.). — Chaleur spécifique du chrome, VII, 324.
- FOUARD (E.). — Propriétés colloïdales de l'amidon, VII, 896; VIII, 68, 683, 931.
- FOUNTAIN (C.) et BLAKE (F.). — Excitateur de Righi, VIII, 53.
- FOURNIER (J.-B.). — Moyen d'évaluer la température de la vapeur surchauffée, IX, 927.

- FOCQUET (G.). — Cristallisation spontanée du sucre, IX, 922.
- FOWLER (A.). — Spectre caméléon de l'oxyde de titane, VIII, 211. — Spectre du scandium, IX, 178.
- FOWLER (A.) et CAGLE (A.). — Photographies de spectres prismatiques, IX, 424.
- FOWLER (F.-E.) et ABBOT (C.-G.). — Constante solaire, IX, 433.
- FOX et LORENZ. — Variation de l'énergie libre de quelques sels fondus, IX, 532. — Thermodynamique des chaînes à électrolytes fondus, IX, 533.
- FOX (P.). — Distribution des prééminences éruptives sur le disque solaire, IX, 423.
- FRANCK (Ph.). — Le principe de relativité en mécanique, IX, 95, 97.
- FRANKLIN (E.-C.). — Température d'ébullition de l'ammoniaque liquide, VIII, 426.
- FRANKLIN (W.) et FREUDENBERGER (L.). — Galvanomètre pour courant alternatif, VIII, 41. — Mesure de la résistance des électrolytes, VIII, 53.
- FREDENHAGEN (C.). — Rayonnement thermique de la vapeur d'iode, VII, 974-982. — Rayonnement d'origine purement thermique, VIII, 297. — Causes de l'émission spectrale, VIII, 299. — Effet Doppler, VIII, 306. — Théories de la passivité, IX, 531.
- FREDEKICKSZ (V.) et GUYE (C.-E.). — Frottement intérieur des solides, IX, 632.
- FREI, LORENZ et JABS. — Densités des sels fondus, VIII, 864.
- FREUDENBERGER (L.-A.). — Nouveau type de sextant, VIII, 699.
- FREUNDLICH (H.). — Adsorption et occlusion, VIII, 860.
- FRICKE (H.). — Hypothèse pour expliquer les phénomènes lumineux et électromagnétiques, IX, 372.
- FRION (P.). — Entraînement de corps solubles par certains précipités, VIII, 65.
- FRISCHAUER (L.). — Influence du radium sur la vitesse de cristallisation, VIII, 947.
- FROST (E.) et PARKHURST (J.-A.). — Spectre de la comète Morehouse, IX, 428.
- FRY (H.-S.) et MORE (L.-T.). — Différence de phase des ondes sonores, VII, 560.
- FUCHS (K.). — Formule de Van der Waals, VII, 412. — Couche capillaire, VII, 967.
- FUCHTBAUER (C.). — Rayons-canal, VII, 237, 537. — Vitesse des rayons négatifs, VII, 728.
- FURSTENAU (R.). — Rapport des chaleurs spécifiques des gaz, IX, 92.
- GABET (G.). — Torpille radioautomatique, IX, 927.
- GAGNAUX (L.) et DUTOIT (P.). — Cinétique de transformation, VII, 226.
- GAGOGNE et LÉAUTÉ (A.). — Transformateurs industriels, VIII, 946.
- GAIFFE et GUNTHER. — Transformateur à fluides magnétiques, VII, 568.
- GAILLARD (G.). — Temps employé par les corps pour se dissoudre, VIII, 182. — Dissolution des cristaux de sucre, IX, 920.
- GALE (H.-G.), HALE (G.) et ADAM (W.-S.). — Cause des phénomènes caractéristiques des taches solaires, VII, 163.
- GALITZINE (Prince B.). — Seismographe, VIII, 610. — Spectroscope de Michelson, VIII, 855. — Épicentre d'un tremblement de terre, IX, 965. — Ébranlement des édifices, IX, 971. — Sismographe, IX, 995.
- GALITZINE (Prince) et WILIP (J.). — Principe de Doppler, VIII, 450.
- GALLISSOT (C.). — Phénomène de Purkinje, IX, 964.
- GANS (R.). — Théorie du ferromagnétisme, VII, 413. — Electrodynamique de Cohn, VIII, 127. — Etalon de champ magnétique variable, VIII, 525. — Théorie du ferromagnétisme, IX, 84. — Paramagnétisme et diamagnétisme, IX, 639.
- GANS (H.) et GMELIN (P.). — Mesure des champs magnétiques intenses, IX, 453.
- GARBASSO (A.). — Trajectoires et ondes lumineuses dans un milieu isotrope, VII, 663.
- GARGAM DE MONCETZ (A.). — Action photographique de la lumière infrarouge, VIII, 70. — Influence des régions extrêmes du spectre dans les phénomènes de solarisation, VIII, 927. — Formule de sensibilisation chromatique pour le rouge, IX, 626.

- GARNIER (C.) et KOWALSKI (J. de). — Optimum de phosphorescence, VII, 494.
- GARRIGOU (F.). — Radioactivité des eaux d'Ax, VIII, 78.
- GATI (B.). — Télégraphie sans fil, VIII, 294.
- GAUBERT (P.). — Cristaux liquides, VIII, 608; IX, 619. — Causes modifiant les formes dominantes des cristaux, VIII, 613. — Pseudo-polchroïsme des sphérolites, IX, 613. — Substance très fluorescente dérivée de la physostigmine, IX, 627. — Polychroïsme des cristaux colorés artificiellement, IX, 631.
- GAUDECHON (H.) et BERTHELOT (D.). — Effets des rayons ultra-violet sur les corps gazeux, IX, 982, 987, 991. — Synthèse photochimique, IX, 995.
- GAY (L.). — Tensions de vapeur des mélanges liquides, IX, 620.
- GAY (L.) et BAUD (E.). — Système eau-ammoniac liquide, VIII, 931. — Températures de cristallisation des mélanges binaires, IX, 995.
- GAZARIAN (G.-T.). — Poids atomique du phosphore, VIII, 952.
- GEBHART (A.). — Tension de vapeur du mercure et du sodium, VII, 415.
- GEHNE (P.). — Aimants permanents, IX, 431.
- GEHRCKE (E.). — Origine des rayons canal de grande masse, VII, 540.
- GEHRCKE (E.) et REICHENHEIM (O.). — Interférences des lames à faces parallèles dans le spectre continu, VII, 789. — Rayons anodiques, VIII, 299, 387. — Rayons d'électricité positive, VIII, 299.
- GEIGER (H.). — Ionisation produite par une particule α , IX, 837.
- GEIGER (H.) et MARSDEN. — Réflexion diffuse des particules α , IX, 837.
- GEIGER (H.) et RUTHERFORD (E.). — Méthode de compter le nombre de particules α des substances radioactives, IX, 171. — Charge et nature des particules α , IX, 172.
- GEIGER (L.). — Phénomène de Zeeman, VII, 966; VIII, 131. — Dispersion des particules α par la matière, IX, 173.
- GEITEL (H.) et ELSTER (J.). — Diminution de la mobilité des ions dans le brouillard, VII, 241. — Radioactivité du plomb, VIII, 516.
- GELKHOFF (G.). — Chute de potentiel cathodique, VIII, 130.
- GEORGIEWSKY (A.) et TERESCHIN (S.). — Électrisation du corps humain, VIII, 291.
- GERDIEN (H.) et HOLM (R.). — Spectre des rayons canaux dans l'hélium, IX, 94.
- GERNEZ (D.). — Triboluminescence des composés racémiques, VIII, 594. — Propriétés de la solution d'un corps résultant de l'union directe de deux solutions, VIII, 931. — Lenteur de la transformation spontanée de certains corps dimorphes, VIII, 940. — Cristaux de sulfate de sodium heptahydraté au contact des cristaux du décahydrate, IX, 543. — Moyen de restituer aux sulfures alcalino-terreux leurs propriétés phosphorescentes, IX, 922.
- GETMANN (F.-H.). — Viscosité, VII, 913; IX, 368.
- GIBBS (R.-C.). — Effet de la température sur la fluorescence et l'absorption, IX, 705.
- GIBSON (A.-H.) et GRINDLEY (J.-M.). — Écoulement de l'air à travers un tube, VIII, 778.
- GIEBE (E.). — Mesure des résistances inductives, VIII, 142.
- GIEGER (H.). — Mesures du rayonnement, de la température et du potentiel dans les tubes à décharge, VII, 84.
- GIESEL (F.) et STARK (I.). — Spectres de l'azote et de l'hélium sous l'influence des rayons α , VIII, 291.
- GIESING (E.). — Réseaux plans à réflexion, VII, 70.
- GIFFORD (J.-W.). — Indices de réfraction de l'eau et de l'eau de mer, VII, 718.
- GILDEMEISTER (M.). — Disparition de l'aimantation, VII, 958.
- GILL (H.-V.). — Lueur provenant du palladium dans les tubes à vide, IX, 836.
- GILL (W.-B.) et PIDDUCK (F.-B.). — Création d'ions par collision d'ions positifs et négatifs dans un gaz, IX, 236.
- GIRARD (D.). — Variation de la f. é. m. de chaînes liquides, VIII, 65.
- GIRARD (P.). — Perméabilité des mem-

- branes, aux électrolytes, VIII, 941, 989.
- GIRARDVILLE. — Aéroplans, VIII, 58.
- GIRAULT (P.). — Rapidité d'amorçage, VIII, 64. — Profil des masses polaires des dynamos, VIII, 69.
- GLAGE (G.). — Méthode de Neumann pour la détermination de la conductibilité calorifique des corps bons conducteurs, VII, 323.
- GLASER (H.). — Frottement interne des corps liquides, VII, 74.
- GLASSON et BRAGG (W.-H.). — Rayons X secondaires, IX, 352.
- GLEDITSCH (M¹¹⁰). — Lithium contenu dans les minéraux radioactifs, VII, 580-897. — Radium et uranium contenus dans les minéraux radio-actifs, VIII, 953; IX, 530.
- GLEDITSCH (M¹¹⁰) et CURIE (M¹¹⁰). — Action du radium sur les sels de cuivre, VIII, 604.
- GMELIN (P.) et GANS (R.). — Mesure des champs magnétiques intenses, IX, 455.
- GOCKEL (A.). — Substances radio-actives contenues dans l'atmosphère, VIII, 298.
- GODDARD (R.-H.). — Conductibilité électrique des poudres, IX, 706.
- GOLD (E.). — Vitesse des ions négatifs, VIII, 152. — Radiation atmosphérique, IX, 775.
- GOLDHAMMER (D.-A.). — Température du soleil, VIII, 443.
- GOLDMANN (A.). — Expériences photo-électriques sur les matières colorantes, IX, 91.
- GOLDSTEIN (E.). — Les deux spectres des éléments chimiques, VIII, 296; IX, 411. — Production de spectres de raies, IX, 436.
- GONNESSIAT et FAVET. — Etude des cercles divisés, VII, 486.
- GOODWIN (H.-M.) et KALMUS (H.-T.). — Conductibilité et fluidité des sels fondus, VIII, 709. — Chaleur de fusion et chaleur spécifique des sels à l'état solide et à l'état liquide, IX, 699.
- GOODWIN (H.) et MAILEY (R.). — Viscosité des sels fondus, VIII, 57. — Conductibilité des sels fondus, VIII, 695.
- GOODWIN (H.) et WENTWORTH (H.). — Ionisation des sels fondus, VIII, 42.
- GORCE (P. de la) et LAPORTE (F.). — Equivalent électrochimique de l'argent, IX, 922.
- GORDON (Mc.-Ch.). — Soupapes électrolytiques, VIII, 42.
- GORGOLEWSKI et DUBÉ (Ch.). — Gélatine déminéralisée, IX, 973.
- GORKE. — Conductibilité des solutions, VIII, 865.
- GOUY. — Théorie de l'électrocapillarité, VII, 903. — Nivellements micrométriques, VIII, 74. — Méthode des larges gouttes, VIII, 78. — Rayons magnéto-cathodiques, VIII, 929; IX, 612. — Charge électrique à la surface d'un électrolyte, IX, 457. — Action mutuelle de deux cathodes dans le champ magnétique, IX, 993.
- GOWHDY (R.-E.) et LIVES I.-E.). — Absorption des ondes électriques par l'air à différentes pressions, VIII, 697.
- GRAAFF HUNTER (J. de). — Mesure du pouvoir définissant des objectifs, IX, 830.
- GRAMMLING et SAND. — Grosseur des molécules du trichlorure de chrome hexahydrate gris, IX, 487.
- GRAMONT (A. de). — Photographie spectrale des minéraux, VII, 491. — Appareil pour la production des spectres d'étincelle des solutions, VII, 382. — Raies ultimes des métalloïdes, VIII, 76. — Indications quantitatives fournies par les spectres de dissociation, VIII, 603. — Répartition des raies ultimes dans les spectres stellaires, IX, 916.
- GRAMONT (A. de) et DRECO. — Spectre de bandes attribué au cyanogène, IX, 983.
- GRAMONT (A. de) et WATTEVILLE C. de. — Spectre ultra-violet du silicium, VIII, 601. — Spectre ultra-violet des bandes du phosphore, IX, 530.
- GRANT (K.) et STEELE (B.-D.). — Micro-balances, IX, 840.
- GRAU et RUSG. — Différence de potentiel entre les électrodes métalliques de l'arc à courant continu, IX, 645.
- GRAY (J.-A.). — Libération de l'hélium des minéraux actifs par le broyage, IX, 830.
- GREAVES R.-H.) et PERMAN E.-P.). — Décomposition de l'ozone par la chaleur, VIII, 785.

- GREENWOOD (H.-C.). — Points d'ébullition des métaux, IX, 824.
- GRÉHANT (N.). — Dosage rapide du méthane, VII, 569.
- GREINACHER (H.). — Fluorescence sous l'action du polonium, VII, 241. — Fluorescence et loi de Lambert, VII, 658. — Détermination thermique de la radioactivité, VIII, 122.
- GREINACHER (H.) et KERNBAUM (M.). — Transformation du polonium, VIII, 519.
- GRENET (L.). — Cémentation des aciers au silicium, IX, 972.
- GRIFFITH (I.-O.). — Relation entre l'intensité de la lumière ultra-violette qui tombe sur une lame de zinc chargée négativement et la quantité d'électricité mise en liberté, VIII, 503.
- GRIFFITHS (Ch.) et GUILLET (L.). — Cémentation du fer, IX, 546.
- GRIMSEHL (E.). — Expériences de cours pour déterminer le rapport des vitesses de la lumière dans l'air et dans d'autres milieux, VII, 649. — Observation d'un objet à travers une fente étroite, VII, 983. — Effet stéréoscopique, IX, 645, 652.
- GRINDLEY (J.-H.) et GIBSON (A.-H.). — Ecoulement de l'air à travers un tube, VIII, 778.
- GROTRIAN (O.). — Induction magnétique des corps de révolution dans un champ uniforme, VII, 962.
- GRUMBACH (A.). — Electrification de contact, IX, 625.
- GRUNEISEN (E.). — Constantes élastiques des métaux, VII, 78; VIII, 386. — Dilatation thermique et chaleur spécifique des métaux, IX, 58. — Relation entre la compressibilité, la dilatation thermique, le volume atomique et la chaleur spécifique, IX, 60.
- GRUNMACH (L.). — Influence d'une aimantation transversale sur la conductibilité électrique des métaux, VII, 727. — Tension superficielle de l'oxygène et de l'azote liquides, VII, 727. — Tension superficielle des mélanges d'eau et d'acide acétique, IX, 445.
- GUÉBHARD (A.). — Photographie des couleurs, VII, 575.
- GUERTLER (W.). — Loi de Mathiessen, IX, 640.
- GUILLAUME (E.). — Lois de l'électrification de contact, VIII, 597.
- GUILLEMINOT (H.). — Quantitomètre pour rayons X, VII, 571-903. — Dosage fluoroscopique, VIII, 77. — Filtrage des rayons X par l'aluminium, VIII, 692. — Rayons X de haute pénétration, VIII, 921. — Radiochromisme des corps organiques vis-à-vis des rayons α , β , γ du radium, IX, 924. — Posologie en radiographie, IX, 993.
- GUILLEFRED (A.), DIENERT (F.) et MARREC. — Acoustole de Daguin, VIII, 73.
- GUILLET (A.). — Mesure électrique des petites longueurs, VII, 900. — Auto-balistique répétiteur, VIII, 596. — Electro-diapason, IX, 616.
- GUILLET (L.). — Obtention des températures élevées, VII, 490. — Aciers au tantale, VII, 492. — Fontes au nickel, VII, 568. — Fontes au manganèse, VII, 892.
- GUILLET (L.) et GRIFFITHS (Ch.). — Cémentation de fer, IX, 546.
- GUILLOZ (T.). — Electrolyse des dissolutions d'HCl, VII, 897. — Variation de l'éclairement d'une surface, VIII, 920.
- GUINCHANT (M.). — Iodure mercurique; calorimétrie et cryoscopie, VII, 483. — Azotate d'argent. — Calorimétrie à haute température, VII, 492. — Galvanomètre pour courants alternatifs, VIII, 959. — Constantes calorimétriques et cryoscopiques du bromure mercurique, IX, 614.
- GULIK (D. van). — Spectre d'absorption de la chlorophylle, VII, 403.
- GUNTHER et GAIFFE. — Transformateur à fuites magnétiques, VII, 568.
- GUNTZ (A.) et BRONIEWSKI (W.). — Résistance électrique des métaux alcalins, VIII, 694.
- GURNEY (L.-E.). — Viscosité de l'eau, VIII, 696.
- GUTHRIE (D.-W.) et WOOD (R.-W.). — Spectres ultra-violetts d'absorption de certaines vapeurs métalliques, IX, 432.
- GUTTE (K.) et EUDE (C. von). — Piles étalons, VIII, 44.
- GUYE (C.-E.) et BRON (A.). — Stabilité de l'arc électrique, VIII, 71, 597.
- GUYE (C.-E.) et FREDERICKZ (V.). —

- Frottement intérieur des solides, IX, 632.
- GUYE (C.-E.) et de LA RIVE (L.). — Réseau hexagonal de petits aimants, VIII, 920.
- GUYE (C.-E.) et RATNOVSKY (S.). — Inertie de l'électrop, IX, 923.
- GUYE (C.-E.) et SCHAPPER (H.). — Frottement intérieur des métaux aux basses températures, IX, 974.
- GUYE (C.-E.) et TSCHERNIAWSKI (A.). — Mesure des très hauts potentiels, IX, 973.
- GUYE (C.-E.) et ZÉBRIKOFF (L.). — Arc à courant continu entre électrodes métalliques, VII, 486; VIII, 298.
- GUYE (Ph.-A.). — Poids atomique de l'azote, VII, 483. — Densité des gaz, VII, 911. — Tension superficielle, VII, 916. — Transformation des corps radioactifs, IX, 364. — Loi de Lavoisier, IX, 369.
- GUYE (Ph.-A.) et FLUTS (G.). — Poids atomique du chlore, IX, 371.
- GUYE (Ph.-A.) et MALLET (E.). — Electrolyse des chlorures alcalins, VII, 223.
- GUYE (Ph.-A.) et PINTZA (A.). — Poids atomique de l'azote, VIII, 683.
- GUYE (Ph.-A.) et RENARD (T.). — Tension superficielle, VII, 910.
- GUYE (Ph.-A.) et ZACHARIADES (N.). — Réduction des pesées au vide, IX, 618.
- GUYOT (J.). — Théorie de Nernst, IX, 363.
- GUYOT (J.) et BRUNHES (B.). — Piles à électrodes identiques, VII, 27.
- HABER (F.). — Décomposition des électrolytes solides, IX, 70.
- HACK (F.). — Propagation des ondes électromagnétiques, IX, 85.
- HADAMARD. — Ondes liquides, IX, 964.
- HAFNER (G.). — Frottement intérieur des solutions alcooliques, VII, 666.
- HAGA (H.). — Polarisation des rayons Röntgen, VII, 319. — Absorption sélective des rayons Röntgen, VII, 959.
- HAGENOW (C.-F.). — Phénomène de Kerr dans CS₂, VIII, 707.
- HAHN (O.). — Nouvel élément intermédiaire dans le thorium, VIII, 516.
- HALE (C.) et BRADLEY (W.). — Détente de l'air aux hautes pressions, IX, 710.
- HALE (G.-A.). — Photographies des flocculi, VIII, 75. — Cœlostal, VIII, 148. — Héliomicromètre, VIII, 150. — Spectrohéliographe, VIII, 151. — Champs magnétiques des taches solaires, VIII, 461; IX, 423. — Rotation du soleil déterminée d'après les mouvements des flocculi d'hydrogène, IX, 415. — Tourbillons solaires, IX, 425.
- HALE (G.) et ADAMS (W.). — Cause des phénomènes caractéristiques des taches solaires, VII, 163. — Spectres du limbe et du centre du soleil, VIII, 150.
- HALE (G.), ADAM (W.-S.) et GALE (H.-G.). — Cause des phénomènes caractéristiques des taches solaires, VII, 163.
- HALE (G.-F.), BRADLEY (W.-P.) et BROWNE (A.-W.). — Etat critique de CO, VIII, 702-706.
- HALLUITE. — Orage sur mer, VIII, 941.
- HALLWACHS (W.). — Fatigue photoélectrique, VII, 728-786.
- HAM (W.-R.). — Distribution de l'énergie ionisante autour des tubes à rayons X, VIII, 698. — Polarisation des rayons X, IX, 715.
- HAMELIN (A.) et DUCLAUX (J.). — Modification du thermomètre à mercure, IX, 600.
- HAMY (M.). — Mécanisme pour maintenir un train de prismes au minimum de déviation, VII, 52. — Spectroscope à miroir, VII, 569. — Déplacement de l'angle de rotation des lunettes, IX, 547. — Spectroscopie stellaire, IX, 964.
- HANCOCK (E.-L.). — Propriétés élastiques des aciers au nickel et au carbone soumis à des surtensions, VII, 565. — Propriétés élastiques de l'acier, IX, 109. Épreuves de matériaux soumis à des efforts superposés, IX, 274.
- HANNSEN (O.) et DREYER (G.). — Coagulation des albumines par l'action du radium, VII, 491. — Loi de la vitesse d'hémolyse des hématies, VII, 493. — Action de la lumière sur les glycosides, VII, 568.
- HANTZSCH (A.). — Corps dissous dans l'acide sulfurique pur, VIII, 861.
- HANTZSCH (A.) et CALDWELL (R.-J.). — Comparaison des acides en solution dans la pyridine, VIII, 860.
- HANTZSCH et CLARK. — Solutions des chromates et des permanganates, IX, 536.
- HANTZSCH (A.) et WIEGNER. — Vitesse

- d'absorption entre les solides et les gaz, VIII, 864.
- HAPPEL (H.). — Substances diatomiques, VII, 978. — Remarques sur les travaux de Juptner, VIII, 857. — Cinétique et thermodynamique des mélanges, IX, 56.
- HARDIN (D.) et SIKORSKY (S.). — Relation entre le pouvoir rotatoire et la constitution chimique des corps actifs, IX, 362.
- HARKER (J.-A.). — Échelle de température de Kew, VII, 712.
- HARMS (F.). — Ondes électro-magnétiques le long d'un fil entouré d'une gaine isolante, VII, 88. — Photomètre photoélectrique, VII, 657.
- HARRIS (W.). — Rotation magnétique du fer, VIII, 46.
- HARRISON (W.-J.). — Ondes superficielles, IX, 836.
- HARTLEY (W.-N.). — Spectres d'étincelles des métalloïdes, VII, 718. — Thermo-chimie des spectres des flammes, VIII, 204. — Procédés pour l'étude des spectres, VIII, 465. — Spectres d'absorption des vapeurs de benzène, VIII, 780.
- HARTLEY (E.-G.-J.) et BERKELEY (C^o de). — Pressions osmotiques, VII, 706; IX, 784.
- HARTMANN (B.). — Détermination du rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz, VII, 323.
- HARTMANN (I.). — Spectrocomparateur, VII, 166.
- HARVEY (F.-A.). — Radioactivité de l'air, IX, 702.
- HASELFOOT (C.-E.). — Charges des ions produits par le radium, IX, 774.
- HASKELL (R.). — Diffusion des sels en solution dans l'eau, VIII, 706.
- HAUDIÉ (E.). — Lois générales du rendement et du maximum de puissance relatives à un générateur ou un récepteur à branche dérivée, IX, 671.
- HAUTIER (C.). — Compression d'air adiabatique appliquée à un véhicule mû par un moteur à explosion, IX, 915.
- HAVELOCK (T.-H.). — Calcul de la polarisation induite dans un fil cylindrique, VIII, 152. — Double réfraction et structure cristalline, VIII, 772. — Propagation de groupes d'ondes dans les milieux dispersifs, IX, 182. —
- Coefficients d'induction mutuelle de bobines coaxiales, IX, 239. — Dispersion de double réfraction électrique, IX, 701.
- HAWLEY (L.) et DENNIS (L.). — Emanation du radium, VIII, 49.
- HAWORTH (H.-F.). — Qualités électriques de la porcelaine, IX, 175.
- HEALD (W.). — Absorption d'hydrogène par les pellicules métalliques, VIII, 45. — Absorption de l'hydrogène par les lames métalliques minces, VIII, 295.
- HEIT. — Compas enregistreur, VIII, 951.
- HEMSALECH (G.-A.). — Harmoniques dans l'étincelle de self-induction, VIII, 71. — Durée de l'émission des raies spectrales, IX, 996.
- HEMSALECH (G.-A.) et de WATTEVILLE (C.). — Spectres de flammes par voie électrique, VII, 583. — Etude spectroscopique des flammes, VIII, 58. — Spectres de flamme du calcium, VIII, 600; IX, 633. — Spectre de flamme à haute température du fer, IX, 923.
- HEMSALECH (G.-A.) et ZIMMERN. — Etincelle de résonateur, VIII, 936.
- HENDERSON (W.). — Pouvoir thermo-électrique des métaux avec leurs propres sels, VIII, 54. — Thermodynamique des chaînes à liquides, IX, 535. — Chaleur de dilution des amalgames de zinc, IX, 714.
- HENNING (F.). — Pression de la vapeur d'eau saturée, VII, 74. — Dilatation des corps solides aux températures très basses, VII, 74.
- HENNING (F.) et HOLBORN (L.). — Chaleur spécifique de la vapeur d'eau surchauffée, VII, 323. — Chaleur spécifique de l'azote, VII, 967. — Thermomètre à résistance de platine, IX, 68.
- HENRI (V.). — Mouvements browniens, VIII, 71, 599.
- HENRI (V.), HELBRONNER (A.) et RECKLINGHAUSEN (de). — Stérilisation, IX, 973.
- HENRICH (F.). — Radioactivité des eaux de Wiesbaden, VIII, 510.
- HENRIET (H.) et BONYSSY (M.). — Origine de l'ozone atmosphérique, VIII, 68.
- HENRIOT (E.). — Rayonnement des sels de potassium, VIII, 939. — Rayons du potassium, IX, 917.
- HENRIOT (E.) et VAVON (G.). — Radioactivité des sels de potassium, IX, 543.

- HENRY (A.). — Production rapide d'un vide, VIII, 33.
- HERCHFINKEL. — Dégagement d'émanation du radium, IX, 551. — Décomposition de CO_2 par les rayons ultraviolets, IX, 613.
- HERGLOTZ. — Ondes sismiques, VII, 976.
- HERRMANN (L.). — Sons de combinaison, VIII, 442.
- HERRMANN-GOLDAP (E.). — Timbre des instruments d'orchestre, VII, 791.
- HERRGOTT. — Thermopiles, IX, 982.
- HERWEG (J.). — Batterie de haute tension pour les mesures électrostatiques, VII, 661. — Abaissement de la différence de potentiel explosive par l'irradiation de l'exploseur, VII, 735; VIII, 126.
- HESSEHUS (N.-A.). — Différence de potentiel entre électrode et électrolyte, VII, 530. — Sensibilité du sélénium, VII, 538. — Électrisation de contact, VII, 736.
- HESS (V.-P.). — Relation entre la contraction et les trois formes du pouvoir réfringent des mélanges liquides, IX, 435.
- HEYDWEILLER (A.). — Résistance de l'étincelle, VIII, 37f. — Galvanomètre Bidlingmayer, VIII, 519. — Étincelle d'induction et son mode d'action, IX, 72. — Chaleur d'ionisation et constante d'ionisation de l'eau, IX, 448.
- HEYL (P.). — Coefficient de frottement, VIII, 56. — Indice de réfraction d'un condensateur traversé par un courant, VIII, 741.
- HILDEBRAND-HILDEBRANDSSON (H.). — Types de saisons, VIII, 955. — Températures d'été en Europe, IX, 622.
- HILL (B.). — Alliages au nickel, VIII, 46. — Détermination du plus petit intervalle de temps perceptible par l'oreille, VIII, 700. — Capacité d'un condensateur, VIII, 701.
- HINKS (A.-R.). — Parallaxe solaire, IX, 974.
- HINRICHS (G.-D.). — Poids atomique absolu du chlore, VII, 482. — Nouvelle détermination des poids atomiques, VII, 573. — Poids atomique de l'argent, VIII, 613. — Poids atomique du pantogène, VIII, 681. — Poids atomique du potassium, VIII, 930. — Calcul simultané des poids atomiques, VIII, 961; IX, 633.
- HODGE (P.). — Conductibilité des solutions d'éosine, IX, 700.
- HOFFMANN (G.). — Vitesse de migration des ions et valence du thorium X, VIII, 553.
- HOLBORN (L.) et HENNING (F.). — Chaleur spécifique de la vapeur d'eau surchauffée, VII, 323. — Chaleur spécifique de l'azote, VII, 967. — Thermomètre à résistance de platine, IX, 68.
- HOLM (R.) et GERDIEN (H.). — Spectre des rayons canaux dans l'hélium, IX, 94.
- HOLMAN (W.). — Effet de fatigue et de réapparition dans les phénomènes photo-électriques, VIII, 51.
- HOLT (A.) et HOPKINSON (E.). — Décomposition de la vapeur d'eau par les étincelles, IX, 253.
- HOLTZ (W.). — Figures de Lichtemberg, VII, 539. — Spectres de ligne de force, VII, 544. — Arbres métalliques, VII, 660.
- HONDA (K.) et TERADA (T.). — Changement des constantes élastiques des substances ferromagnétiques par l'aimantation, VII, 549, 799.
- HONDA (K.), TERADA (T.) et ISITANI (D.). — Oscillations secondaires des marées de l'Océan, IX, 103.
- HOPE. — Léonard Euler, VII, 979.
- HOPKINSON (B.). — Température des moteurs à gaz, VII, 531. — Calorimètre enregistreur pour explosions, VIII, 157.
- HOPKINSON (E.) et HOLT A. — Décomposition de la vapeur d'eau par les étincelles électriques, IX, 253.
- HOPPEL (H.) et SOMMERFELDT (E.). — Angle des axes optiques des cristaux, VIII, 293.
- HORIG (H.). — Influence de la pression sur le pouvoir thermoélectrique du mercure et de l'alliage eutectique du potassium et du sodium, IX, 447.
- HORT (H.). — Chaleurs de transformation du fer, VII, 973. — Machines thermiques, VII, 973.
- HORTON (F.). — Perte négative du calcium chaud ou de la chaux, VIII, 154.
- HOSTELER (G.). — Rôle de la diffusion dans le fonctionnement d'une électrode, VII, 232.

- HOULLEVIGUE (L.). — Surfaces soumises aux projections cathodiques, VIII, 908. — Ionisation de l'air, VIII, 958. — Préparation de lames minces par volatilisation dans le vide, IX, 637. — Dimension des éléments projetés par les cathodes, IX, 983.
- HOUSTON (R.). — Spectrophotomètre type Hüfner, IX, 111. — Spectrophotomètre, IX, 646. — Mécanisme des spectres d'absorption des solutions, IX, 842.
- HOVDA (O.) et ZELEVY (A.). — Coefficient de température du galvanomètre, IX, 704.
- HUFF (W.-B.). — Déviation électrostatique des rayons X du radio-tellure, VII, 707. — Structure de l'arc, IX, 419.
- HULETT (G.-A.). — Etalons Latimer Clark, VIII, 50. — Batterie étalon, VIII, 704. — Piles étalons, VIII, 710.
- HULL (G.-F.). — Influence des champs électriques sur les raies spectrales, VII, 707; VIII, 144-145. — Vitesse initiale des électrons produites par la lumière ultra-violettes, IX, 655.
- HUMPHREYS (W.-F.). — Spectres d'arc sous des pressions élevées, VIII, 449-450. — Influence de la pression sur les raies spectrales, VIII, 452. — La particule lumineuse envisagée comme un aimant intense, IX, 414. — Gradient vertical des températures dans l'atmosphère, IX, 427.
- HURMUZESCU. — Electroscopie et électromètres à compensation, VIII, 680. — Mesure absolue d'une résistance électrique en unités électrostatiques, VIII, 954.
- HUSSEY (A.-V.), ARMSTRONG (H.-E.), EYRE (J.-V.) et PADDISON (W.-P.). — Déplacement des chlorures par l'alcool, VIII, 213.
- HÜPCHINS (C.-C.). — Couleur de divers minéraux sous l'action des rayons cathodiques, VIII, 705. — Mesure du rendement lumineux d'une source, IX, 656.
- HUTTON (R.-S.) et PETAVEL (J.-E.). — Four électrique, VIII, 158.
- HYATT (C.-E.). — Fréquence-mètre, IX, 713.
- HYDE (E.-P.). — Rayonnement des corps, VIII, 712.
- IDRAC (P.) et BERNARD (A.). — Comète de Halley, IX, 984.
- IDRAC (P.) et DESLANDRES (H.). — Spectre de la comète 1910 *a*, IX, 965.
- IGNATOWSKY (W. v.). — Diffraction et réflexion déduites des expériences de Maxwell, VII, 791; VIII, 372; IX, 74.
- INGERSOLL (L.-R.). — Pouvoir rotatoire magnétique du fer ionoplastique, IX, 700.
- INGERSOLL (L.) et BIRGE (R.). — Pouvoir réfracteur des métaux et indice de réfraction, IX, 712.
- INGERSOLL (L.) et MENDENHALL (G.). — Points de fusion du radium et de l'iridium, VIII, 49; IX, 107.
- INNES (J.-R.). — Echelle thermodynamique des températures, IX, 236.
- INNES (P.-D.). — Vitesse des électrons, VIII, 209.
- IRVING (F.-P.). — Caractères électriques des sources de lumière, IX, 710.
- ISAAC (Miss F.) et MIERS (H.-A.). — Cristallisation spontanée des mélanges binaires, VIII, 206; IX, 781.
- ISITANI (D.), HONDA (K.) et TERADA (T.). — Oscillations secondaires des marées de l'Océan, IX, 103.
- IVES (E.). — Photographie des couleurs, VIII, 42, 703; IX, 416.
- IVES (J.-E.) et GOWHRY (R.-E.). — Absorption des ondes électriques par l'air à différentes pressions, VIII, 697.
- IVRY (J. D.). — Dispositif de commande de signaux à distance, VIII, 957.
- JABS, LORENZ et FREI. — Densités des sels fondus VIII, 864.
- JAEGER (G.). — Loi de Maxwell-Boltzmann, VII, 155. — Etalons électriques, VII, 640. — Equation caractéristique, VIII, 132.
- JAFFÉ (G.). — Ionisation des isolants, VIII, 375. — Conductibilité électrique de l'hexane pur, IX, 446.
- JANET (P.). — Unification des unités lumineuses, VIII, 493. — Unités électriques fondamentales, VIII, 529, 551.
- JANS (C. de). — Liaison entre la loi de Coulomb et la loi de Biot et Savart, IX, 906.
- JANTSCH (G.) et URBAIN (B.). — Magnétisme des terres rares, VIII, 689.
- JAUBERT de BEAUJEU (A.). — Chaleur

- dégagée à l'anticathode des ampoules de Röntgen, IX, 231.
- JAUMANN (G.). — Vitesse de vaporisation de l'eau surchauffée, VII, 543.
- JEANCE et COLIN. — Téléphonie sans fil, VIII, 949.
- JEANS (J.-H.). — Loi de déplacement de Wien, VII, 651. — Répartition de l'énergie dans les milieux continus, IX, 350. — Mouvement des électrons dans les solides, IX, 350.
- JÉGOU. — Détecteurs électrolytiques, VIII, 76, 611, IX, 988.
- JENSEN (C.). — Radiographie, VIII, 373.
- JENTZCH (F.). — Radioactivité des sources minérales de Kissingen, VIII, 303, IX, 646. — Emission d'électrons par les oxydes métalliques, IX, 85.
- JENTZSCH (F.) et WEHNELT (A.). — Énergie de l'émission d'électrons par les corps incandescents, IX, 450.
- JERVIS-SMITH (F.-J.). — Formation d'une lueur dans un tube vide se mouvant près d'un champ électrostatique, VIII, 782; IX, 174, 183.
- JESSUP (A.-C. et A.-F.). — L'évolution et la dissolution des éléments, IX, 98.
- JOFFÉ (A.). — Vitesse des électrons, VIII, 142. — Viscosité dans le quartz, VIII, 392.
- JOHANSEN (E.), WARBURG (E.) et LEITHAUSSER (G.). — Bolomètre dans le vide, VIII, 120.
- JOHN (Ch.-E.-St.). — Effet polarisant des miroirs de cœlostas, IX, 434.
- JOHNSON. — Tension de vapeur du sel ammoniac, VIII, 864.
- JOHNSTON (J.). — Constantes d'affinité des électrolytes amphotères, VII, 708. — Tensions de dissociation de quelques hydroxydes métalliques, IX, 191.
- JOLLES (Miss. T.-C.) et KAMERLINGH-ONNES. — Surface ψ de Van der Waals, VII, 309.
- JOLLOS (A.). — Charge de haute fréquence, VII, 965.
- JOLY (J.). — Halos pléochroïques, VII, 558. — Radioactivité de l'eau de mer, IX, 242. — Distribution du thorium à la surface de la terre, IX, 350.
- JONE et VEAZEY. — Conductibilité et frottement interne des solutions, VIII, 867; IX, 187.
- JONES (H.-O.) et DEWAR (J.). — Fer-carbonyle, VIII, 153. — Application des basses températures à quelques problèmes chimiques, VIII, 783.
- JONES (H.) et STRONG (W.). — Spectre d'absorption de divers sels de potassium et d'uranium, IX, 701.
- JONES (T.). — Electromètre à courte période, VII, 804.
- JORISSEN (W.-P.) et RINGER (W.-E.). — Actions chimiques des rayons du radium, VII, 321.
- JOUAUST (R.). — Etalons au cadmium, VIII, 595.
- JOUGUET (E.). — Résistance de l'air, VII, 567. — Lois de la similitude, VIII, 64. — Ondes de choc et de combustion, IX, 635, 916.
- JOUGUET et CRUSSARD. — Lois de la similitude, VIII, 65.
- JOYE (P.). — Réglage d'un spectrographe, IX, 491.
- JULIUS (W.-H.). — Distribution variable de la lumière dans les bandes de dispersion, VII, 320; VIII, 148. — Spectre infra-rouge, VIII, 230. — Réfraction anormale étudiée avec le spectrohéliographe, IX, 426. — Réfraction anormale, IX, 913.
- JUNGFLEISCH (E.). — Oxydation du phosphore, VII, 492.
- JUPTNER (H. von.). — Études sur la vaporisation, IX, 540.
- JUST. — Recherche cinétique de l'autoxydation du bicarbonate ferreux, IX, 537. — Réaction entre le ferricyanure et l'iodure de potassium, IX, 539.
- JUTTNER (F.). — Loi de Kopp, VII, 976.
- KABLUKOFF (J.) et LOUGOUNINE (W.). — Détermination des quantités de chaleur dégagées lors de l'addition de brome à quelques substances saturées, VII, 224-911.
- KARLENBERG (L.) et ANTHONY (R.-B.). — Pouvoir inducteur spécifique des solutions des oléates des métaux lourds, VII, 229.
- KAHN (L.). — Appareil de cours pour l'hydrodynamique, VII, 532.
- KALANDER. — Absorption lumineuse par les solutions des couleurs d'aniline, IX, 647.
- KALMUS H.-F. et GOODWIN H.-M. — Conductibilité et fluidité des sels fondus, VIII, 709. — Chaleur de fus-

- sion et chaleur spécifique des sels à l'état solide et à l'état liquide, IX, 699.
- KAMERLINGH-ONNES (H.). — Surface ψ de Van der Waals, VII, 306. — Isothermes des gaz monoatomiques de l'hélium, VIII, 218. — Coefficient de pression de l'hélium, VIII, 219. — Cascade pour l'obtention des basses températures, VIII, 223. — Condensation de l'hélium par la détente, VIII, 225. — Hélium liquide, VIII, 607. — Liquéfaction de l'hélium, IX, 844. — Isothermes des gaz monoatomiques. — Données concernant le néon et l'hélium, IX, 850. — Purification de l'hydrogène, IX, 853.
- KAMERLINGH-ONNES et ses collaborateurs. — Surface ψ de Van der Waals, VII, 309.
- KAMERLINGH-ONNES et BECQUEREL (Henri et Jean). — Phosphorescence des sels d'uranyle aux très basses températures IX, 965.
- KAMERLINGH-ONNES (H.) et BECQUEREL (J.). — Spectres d'absorption des cristaux, VII, 905. — Spectres d'absorption des composés des terres rares aux très basses températures, VIII, 234. — Phosphorescence aux très basses températures, IX, 860.
- KAMERLINGH-ONNES (H.) et BRAAK (C.). — Isothermes des gaz diatomiques, VII, 310; VIII, 217; IX, 850. — Détermination du zéro absolu, VIII, 219. — Loi de Boyle-Charles, VIII, 219. — Emploi des tubes de verre dans les mesures à haute pression et aux basses températures, IX, 850. — Mesure des très basses températures, IX, 852.
- KAMERLINGH-ONNES (H.), BRAAK (C.) et CLAY (J.). — Mesure des très basses températures, VIII, 219.
- KAMERLINGH-ONNES (H.) et CLAY (J.). — Calibrage des thermomètres à résistance de platine, VII, 312. — Résistances des métaux aux très basses températures, VII, 313; IX, 853. — Dilatation du platine aux basses températures, VIII, 224. — Mesure des très basses températures, IX, 852. — Élément thermoélectrique, or-argent, IX, 852.
- KAMERLINGH-ONNES (H.) et FABUS (G.-H.). — Expériences de de Heen et de Teichner sur l'état critique, VII, 314.
- KAMERLINGH-ONNES et Miss JOLLES (T.-C.). — Surface ψ de Van der Waals, VII, 309.
- KAMERLINGH-ONNES (H.) et KEESOM (W.-H.). — Surface ψ de Van der Waals, VII, 306; VIII, 216. — Fonction perturbatrice au voisinage du point critique, VIII, 221.
- KAMERLINGH-ONNES (H.), LÉNARD (P.) et PAULI (W.-E.). — Sulfures phosphorescents aux très basses températures, IX, 861.
- KAMERLINGH-ONNES (H.) et WEISS (P.). — Aimantation aux très basses températures, IX, 535.
- KANN (L.). — Recherche magnétique des défauts dans le fer, VII, 651.
- KAPTEYN (J.-C.). — Absorption de la lumière dans l'espace, IX, 427.
- KARMAN (Th.). — Ondes stationnaires dans les courants gazeux, VII, 978. — Résistance à la courbure des tiges rectilignes, IX, 647.
- KARP et PISSARJEWSKY. — Relation entre la constante de diffusion, le frottement interne et la conductibilité électrique, IX, 535.
- KARPEN (V.). — Téléphonie à grande distance, IX, 626.
- KATAYAMA. — Chaines d'amalgames, VIII, 866.
- KAUFMANN (W.). — Théorie du condensateur, VIII, 508.
- KAYE (G.-W.-C.). — Emission et transmission des rayons Röntgen, IX, 179.
- KAYSER (H.). — Constante des longueurs d'onde, VIII, 453.
- KEESOM (H.). — Surface de Van der Waals, VII, 307; VIII, 224.
- KEESOM (H.) et KAMERLINGH-ONNES (H.). — Surface ψ de Van der Waals, VII, 306; VIII, 216. — Fonction perturbatrice au voisinage du point critique, VIII, 221.
- KELLER (O.). — Attraction universelle, VIII, 684.
- KELVIN (lord). — Formation de la matière concrète, IX, 243. — Mouvement de l'éther, IX, 638.
- KENNEDY (W.-T.) et MAC-LENNAN (J.-C.). — Radioactivité du potassium, IX, 261.
- KEON (F.-Mc). — Ionisation de l'air dans des vases métalliques, VIII, 55.

- KEPPELER et d'ANS. — Dissociation thermique des sulfates de fer anhydrides, IX, 188.
- KERILLIS (de). — Aurore boréale, IX, 934.
- KERNBAUM (M.). — Décomposition de l'eau par les sels de radium, VIII, 935; IX, 545.
- KERNBAUM (M.) et GREINACHER (H.). — Transformation du Polonium, VIII, 519.
- KIEBITZ (F.). — Expériences d'interférence avec les ondes hertziennes, VII, 82.
- KILCHLING (K.) et KOENIGSBERGER (J.). — Electrons vis-à-vis du rayonnement électromagnétique, IX, 454.
- KING (A.-S.). — Spectres des vapeurs, IX, 417. — Four électrique pour les recherches spectroscopiques, IX, 424. — Raies du calcium, IX, 423, 432, 434. — Séparation dans le champ magnétique de quelques raies formant des doublets ou des triplets dans les spectres des taches, IX, 428.
- KINOSHITA (S.). — Rayons-canaux dans les gaz composés, VIII, 506. — Condensation des émanations de l'actinium et du thorium, IX, 254.
- KINOSHITA (S.) et VOIGT (W.). — Susceptibilité magnétique, VIII, 129.
- KIRBY (J.). — Colonne positive dans l'oxygène, IX, 248.
- KLEEMAN (R.-D.). — Ionisation de différents gaz par les rayons α , β , γ , VIII, 203. — Rayons γ , IX, 352-777, 831.
- KLEIN (P.). — Pompe à mercure automatique, IX, 447.
- KLUPATHY (E.). — Action magnétique des rayons cathodiques, VIII, 371.
- KNUDSEN (M.). — Lois de l'écoulement des gaz, IX, 442, 456.
- KOCH (J.). — Longueur d'onde des rayons restant du gypse, IX, 79.
- KOCH (P.-P.). — Rapport des chaleurs spécifiques, IX, 63.
- KOENIGSBERGER (J.). — Gradient de la température du sol, VII, 547. — Déperdition électrique, VIII, 506. — Rapport de la conductibilité calorifique à la conductibilité électrique, VIII, 514.
- KOENIGSBERGER (J.) et BENDER (R.). — Réflexion normale sur les métaux, IX, 76.
- KOENIGSBERGER (J.) et DISCH (J.). — Equation de Fourier, VII, 963.
- KOENIGSBERGER (J.) et KILCHLING (K.). — Electrods vis à vis du rayonnement électromagnétique, IX, 454.
- KOENIGSBERGER (J.) et MULLER (W.-S.). — Surface de séparation métal-électrolyte, VII, 729.
- KOENIGSBERGER (J.) et REICHENHEIM (O.). — Influence de la température sur la conductibilité électrique, VII, 633.
- KOFLER (M.). — Coefficient d'absorption de l'émanation du radium, IX, 639.
- KOHL (E.). — Transformation de l'énergie chimique en énergie électrique, VIII, 372. — Expérience de Michelson, IX, 446-452.
- KOHLRAUSCH (F.). — Détermination d'une tension superficielle, VII, 245. — Dispersion atmosphérique, VIII, 295. — Equivalent électrochimique de l'argent, IX, 64.
- KOHLRAUSCH (G.) et WEBER (R.). — L'équivalent électrochimique dépend-il de la température, IX, 61.
- KOHN-ABREST (E.) et CARVALLO (J.). — Action de l'eau sur la poudre d'aluminium, VIII, 928.
- KOHNSTAMM (P.). — Equilibre dans les systèmes binaires, VIII, 216.
- KOKDYS (M.-L.). — Vibrations secondaires, VIII, 835.
- KOLACEK (F.). — Equations électromagnétiques dans les milieux en mouvement, VII, 965.
- KOLOWRAT (L.). — Dégagement de l'émanation par les sels de radium, VII, 496. — Réglage d'un four électrique, VIII, 495. — Discontinuité de température à la limite de deux milieux liquides, VIII, 854.
- KÖNIG (P.-P.). — Résistance du mercure dans un champ magnétique, VIII, 390.
- KONOVALOFF. — Action mutuelle des corps en dissolution, VII, 907. — Action catalytique des acides, VII, 916.
- KORN (A.). — Théorie de l'élasticité, VII, 903, VIII, 693. — Relais optiques, VIII, 505. — Compensateur à sélénium, VIII, 505. — Vibrations élastiques et vibrations électriques, IX, 542.
- KORTEWEG D.-J.). — Equilibre de corps flottants, VII, 315.

- KOTOVIC (W.). — Rapport $\frac{C}{c}$, VIII, 854.
- KOURBATOW (V.). — Etat solide, IX, 364.
- KOWALSKI (J. de). — Phosphorescence à basse température, VII, 584; VIII, 924; IX, 719.
- KOWALSKI (J. de) et GARNIER (C.). — Optimum de phosphorescence, VII, 494.
- KRAUS C.) et LEWIS (G.). — Différence de potentiel au contact des métaux alcalins, IX, 751.
- KRSNJAVI et DRUCKER. — Nombre de transport de l'acide chlorhydrique dilué, IX, 196.
- KRUGER (F.). — Batterie pour les mesures électrostatiques, VII, 540.
- KUCERA (G.). — Détermination des constantes capillaires, VII, 246.
- KUCERA (B.) et MASEK (B.). — Rayonnement du radiotellure et polonium, VII, 239.
- KUCH (R.) et RETSCHINSKY (T.). — Absorption sélective dans l'arc au mercure, VII, 79.
- KUENEN (J.-P.). — Calcul des constantes a et b de l'équation de Van der Waals, VII, 156.
- KUNZ (J.). — Problème de Poincaré Lorentz, VII, 977. — Rayons-canaux, IX, 255. — Théorie corpusculaire des forces électro-motrices, IX, 328. — Théorie électronique de la radiation calorifique, IX, 704. — Effet photo-électrique de l'alliage de potassium et de sodium, IX, 709.
- KURTH (A.). — Recherches sur la dureté, VII, 983.
- KURZ (K.). — Électromètre à feuilles, VII, 642. — Electricité atmosphérique, VIII, 141.
- KYNAST (R.). — Changements de phase produits par la réflexion sur des milieux isotropes transparents, VII, 72.
- KYNAST (R.) et LUMMER (O.). — Appareil producteur de spectres pour les mesures de polarisation et de différence de phase, VII, 72.
- KYRILLOFF (E.-A.). — Module d'Young, VII, 737.
- LAAR (J.-J. van). — Courbes spinodales et courbes de glissement, VII, 306. — Mélanges d'alcool et d'eau, VIII, 860. — Tension de vapeur du sel ammoniac, IX, 189. — Courbes de fusion ou de solidification des systèmes binaires, IX, 534.
- LABORDE (A.). — Condensation de l'émanation du radium, VIII, 955.
- LABORDE (A.) et CHENEVEAU (C.). — Mesure de la radioactivité, VIII, 161.
- LABORDE (A.) et DUANE (W.). — Émanation du radium, IX, 988.
- LABROUSTE et LEDUC (A.). — Electrolyse d'azotate et d'oxyde d'argent, VII, 482.
- LABY (T.-H.). — Sursaturation et condensation nucléaire, IX, 174. — Tensions de vapeur du mercure, IX, 328. — Ionisation gazeuse et pression, IX, 332.
- LACROIX (A.). — Nouveau silicate de cuivre, VIII, 57.
- LADENBURG (E.). — Vitesse initiale des ions, VIII, 528. — Oscillation d'un sphère remplie de liquide, IX, 86.
- LADENBURG (R.). — Température des particules de carbone incandescentes dans les flammes, VII, 722. — Mouvement d'une sphère dans un liquide visqueux, VII, 969.
- LAEMMEL (R.). — Chaleurs spécifiques des corps simples, VII, 87. — Signification de l'équation $pV = RT$, VII, 962.
- LAFAY (A.). — Mesure des pressions élevées, IX, 617. — Evaluation des très faibles différences de pression, IX, 634. — Résistance de l'air, IX, 986.
- LAHN (H.). — Effet Hall, VII, 400.
- LAIRD (E.-L.). — Rayons de décharge, IX, 702.
- LALLEMAND (C.). — Mesure des mouvements généraux du sol, VII, 891. — Marées de l'écorce terrestre, IX, 113. — Niveau moyen de la mer, IX, 921.
- LANDERER (J.-J.). — Polarisation de la lumière solaire, IX, 981.
- LANE (M.). — Rayonnement ondulatoire d'un point électrisé, IX, 447.
- LANGEVIN (P.). — Théorie du mouvement brownien, VII, 901. — Recombinaison des ions dans les diélectriques, VIII, 69.
- LAPICQUE (Louis). — Théorie de l'excitation électrique, IX, 628.
- LAPORTE (F.) et GORCE (P. de la). — Equivalent électrochimique de l'argent, IX, 922.
- LARGUIER DES BANCELIS. — Solubilité de

- la gélatine, VII, 896. — Coagulation du sang, VIII, 602. — Charge électrique des substances textiles plongées dans l'eau, IX, 610.
- LARMOR (J.). — Déplacement des raies spectrales, VIII, 452.
- LA ROSA (M.). — Bobine d'induction, VII, 662. — Effet thermique de l'arc musical, VIII, 929.
- LAROSE (H.). — Équation des télégraphistes, IX, 966. — Propagation d'une discontinuité, IX, 996.
- LARSEN (E.-S.). — Indice de réfraction et densité des silicates, IX, 656.
- LARSEN (E.-S.) et WRIGHT (F.-E.). — Quartz employé comme thermomètre géologique, IX, 654.
- LASAREFF (P.). — Palissement des matières colorantes dans le spectre visible, VIII, 136.
- LATSCHENKS. — Chaleur d'échauffement de la barytine, etc., VIII, 598.
- LAUB (J.). — Rayons cathodiques secondaires, VII, 409; IX, 65. — Optique des corps en mouvement, VII, 966; VIII, 373. — Dispersion des gaz, IX, 443.
- LAUB (J.) et EINSTEIN (A.). — Equations électromagnétiques, IX, 63, 447. — Forces exercées dans le champ électromagnétique, IX, 63.
- LAUDER (G. et G.). — Enregistrement photographique de vibrations sonores, VIII, 77.
- LAUE (M.). — Thermodynamique des phénomènes d'interférence, VII, 85. — Entropie des rayons imparfaitement cohérents, VII, 966. — Entraînement des ondes lumineuses, VII, 971. — Electrodynamique de Cohn, VII, 971. — Influence de la dispersion et de l'absorption sélective sur la courbure d'ondes périodiques, VII, 983.
- LAUER et TAMMANN. — Elasticité de déformation dans les liquides, IX, 533.
- LAUGWITZ (M.). — Passage des ondes électriques à travers des réseaux non métalliques, VII, 399.
- LAUGWITZ (M.) et SCHAEFER (C.). — Théorie des réseaux de Lamb, VII, 962. — Réseaux de Hertz, VII, 970.
- LAVAUX (J.). — Unités mécaniques, VIII, 849.
- LAWTON (E.-E.). — Spectre de l'azote, VII, 479.
- LAZAREFF (P.). — Décoloration des pigments sous l'influence de la lumière, VII, 741.
- LÉAUTÉ (A.). — Harmoniques dans l'étincelle de self-induction, VIII, 71. — Décharge d'un condensateur, VIII, 691. — Stries des étincelles oscillantes, VIII, 925. — Décharges oscillantes de grande fréquence, IX, 626. — Interrupteurs de tableau, IX, 980.
- LÉAUTÉ (A.) et GAGOGNE. — Transformateurs industriels, VIII, 946.
- LEBEDEW (P.). — Dispersion de la lumière dans l'espace céleste, VII, 895; VIII, 900; IX, 430. — Pression de la lumière sur les gaz, VIII, 854.
- LE CHATELIER (H.). — L'austénite, VIII, 988.
61. — Loi des tensions fixes de dis-
- LEBEL (J.-A.). — Comète de Halley, IX, sociation, IX, 549.
- LE CHATELIER (H.) et WOLODGINE (S.). — Densité du graphite, VII, 891.
- LECHER (E.). — Effet Peltier, VII, 531.
- LECOQ de BOISBAUDRAN. — Spectres de bandes du baryum et de l'aluminium, IX, 628.
- LECORNU (L.). — Aéroplane, VIII, 930; IX, 635.
- LEDER (F.). — Lampe d'Hefner, VIII, 120.
- LEDUC (A.). — Poids atomique de l'argent, VIII, 613. — Compressibilité des gaz, VIII, 927. — Poids moléculaire du toluène, VIII, 931. — Coefficients de dilatation des gaz, VIII, 945. — Pression interne dans les gaz, VIII, 951. — Equation caractéristique des gaz, VIII, 959.
- LEDUC (A.) et LABROUSTE. — Electrolyse d'azote et d'oxyde d'argent, VIII, 482.
- LEES C.-H.). — Conductibilités thermiques des solides, VIII, 779. — Résistance d'un conducteur d'épaisseur uniforme dont la largeur varie brusquement, IX, 275.
- LEHFELDT R.-A. — Equivalents électrochimiques de l'oxygène et de l'hydrogène, IX, 250.
- LEHMANN (O.). — Tension de vapeur et tension de dissolution, VII, 643. — Phénomènes colorés dans les cristaux semi-fluides, VII, 654. — Cristaux liquides, VII, 972, VIII, 387-713, IX, 97.

- LEITHAUSER (G.) et WARBURG (E.). — Action de l'effluve sur l'air atmosphérique, VII, 404. — Mesures de puissance sur les ozoniseurs, IX, 441. — Ozonisation de l'oxygène et de l'air, IX, 441.
- LEITHAUSER (G.), WARBURG (E.) et JOHANSEN (E.). — Bolomètre dans le vide, VIII, 120.
- LEMON (H.-B.) et WALLACE (R.-J.). — Photométrie photographique, IX, 430.
- LEMOULT (P.). — Détermination du pouvoir calorifique des combustibles gazeux, IX, 613.
- LÉNARD (P.), KAMERLINGH-ONNES (H.) et PAULI (W.-E.). — Sulfures phosphorescents aux très basses températures, IX, 861.
- LENNAN (J.-C. Mc). — Alliages de Heusler, VIII, 48. — Radioactivité des métaux, VIII, 703.
- LENNAN (Mc) et WRIGHT. — Susceptibilité des solutions de mélange de sels, VIII, 45.
- LEONARD (G.-G.) et POLLOT (J.-H.). — Spectres quantitatifs de certains éléments, VIII, 455.
- LEPAPE (A.) et MOUREU (C.). — Radioactivité des eaux de Bagnères-de-Luchon, VIII, 938. — Gaz des sources thermales, IX, 635.
- LERMANTOFF (M. V.). — Travaux de D.-J. Mendeleef, VII, 737.
- LE ROUX (J.). — Flexion, IX, 992.
- LETALLE. — Couleur de l'eau de mer dans la Manche, VII, 573. — Relief picnométrique à travers la Manche, VIII, 685.
- LEVI-CIVITA (T.). — Mouvement de l'électricité sans liaisons ni forces extérieures, VII, 495.
- LEVIN (M.). — Teneur en radium des préparations d'uranium, VIII, 299. — Propriétés de l'uranium et de l'actinium, VIII, 511. — Rayonnement de l'uranium, VIII, 527.
- LEVITES et PISSARJEWSKY. — Influence du dissolvant sur la constante d'équilibre, IX, 538.
- LEVY (D.-M.) et TURNER (T.). — Recuit du cuivre, VIII, 771.
- LEWIS (G.-N.). — Système de thermodynamique chimique, VIII, 838. — Lois fondamentales de la matière et de l'énergie, IX, 272. — Calcul de la concentration en ions, IX, 534.
- LEWIS (G.) et KRAUS (C.). — Différence de potentiel au contact des métaux alcalins, IX, 701.
- LEWIS (W.-C.-M.). — Examen expérimental de la théorie de Gibbs, IX, 246.
- LILIEFELD. — Cathode Wehnelt, IX, 651.
- LIMB. — Soupapes électrolytiques, VIII, 70. — Dynamo électrique sans collecteur, VIII, 596.
- LIMB (C.) et NANTY (T.). — Comète de Halley, IX, 988.
- LINDEN (H.). — Energie interne et énergie libre des dissociations électrolytiques, IX, 369.
- LIORET. — Transformation en courbes des tracés du phonographe, IX, 989.
- LIPPMANN (G.). — Endosmose entre deux liquides. — Thermoendosmose des gaz, VII, 483. — Phénomène analogue à la caléfaction, VII, 490. — Epreuves réversibles, VII, 821. — Analogie entre la température absolue et le potentiel électrique, VII, 971. — Enregistrement de l'accélération absolue des mouvements sismiques, VIII, 919. — Sismographe à colonne liquide, IX, 924. — Frein pour balance, IX, 994.
- LIVINGSTONE, MORGAN et STEVENSON. — Lois de Tate, IX, 533.
- LOCKYER (N.), BAXANDALL (F.-E.) et BUTLER (C.-P.). — Spectre ϵ d'Orion, IX, 839.
- LODGE (O.) et MUIRHEAD (A.). — Télégraphie sans fil, IX, 783.
- LOFFLER (B.). — Particules en suspension dans un liquide, VII, 960.
- LOGEMAN (W.-H.). — Production de rayons secondaires par les rayons α du polonium, VII, 711.
- LOHMANN (H.). — Production et mesure des tensions électriques élevées, VII, 84.
- LOHMANN (W.). — Phénomène de Zeeman, VII, 731; IX, 648.
- LOHNSTEIN (T.). — Théorie de la formation des gouttes, VII, 242. — Adhérences des solides, VIII, 386.
- LOKHTINE (W.). — Formation de la glace intérieure fluviale, VIII, 439.
- LOMB (H.-C.). — Théorie des doublets collés, VII, 165.
- LONGDEN (A.). — Pont de Wheatstone, VIII, 46.

- LONGINESCU (G.-C.). — Polymérisation, IX, 366.
- LORENTZ (C.-F.). — Décharge électrique sur la flamme de l'acétylène VII, 972. — Roues à palettes, VII, 976.
- LORENTZ (H.-A.). — Lumière et constitution de la matière, VIII, 290. — Liquéfaction de l'hélium, IX, 844.
- LORENTZ et FOX. — Variation de l'énergie libre de quelques sels fondus, IX, 532. — Thermodynamique des chaînes à électrolytes fondus, IX, 533.
- LORENTZ et RATAYAMA. — Thermodynamique des chaînes à substances solides, IX, 188.
- LORENZ, FREI et JABS. — Densités des sels fondus, VIII, 864.
- LOTTERMOSER et ROTHÉ. — Formation des solutions et des précipités aqueux, IX, 491.
- LOGGOUNINE (W.) et KABLUKOFF (J.). — Détermination des quantités de chaleur dégagées lors de l'addition du brome à quelques substances non saturées, VII, 224-911.
- LOUISE (E.). — Méthode d'analyse par les courbes de miscibilité, IX, 552, 928.
- LOUTSCHINSKY. — Transformation magnétique du plomb, VIII, 961.
- LOWE (F.), BOIS (H. du) et ELIAS (G.). — Appareil spectral autocollimateur, IX, 864.
- LOWELL (P.). — Température de la surface des planètes, VII, 803. — Planète Mars, VII, 902. — Spectres de Jupiter, Saturne, etc., VIII, 608. — Photographie planétaire, IX, 977.
- LOWRY (T.-M.). — Mesure du pouvoir rotatoire dispersif dans les régions du spectre ultra-violet, IX, 186.
- LOWRY (T.-M.) et SMITH (F.-E.). — Voltamètre à argent, VIII, 775.
- LUDEWIG (P.). — Interrupteurs électrolytiques, VIII, 380. — Théorie de l'interrupteur de Wehnelt, IX, 444.
- LUMMER (O.). — Température d'inversion de l'air, VII, 734.
- LUMMER (O.) et KYNAST (R.). — Appareil producteur des spectres pour les mesures de polarisation et de différence de phase, VII, 72.
- LUMMER (O.) et SCHAEFER. — Principe d'Archimède, VII, 544.
- LUNDEN (H.). — Coefficients d'affinité et hydrolyse des sels, VII, 910-919.
- LUNT (J.). — Présence de l'euproprium dans les étoiles, VIII, 153.
- LUTHER et DOUGALL. — Cinétique de la réaction entre les acides chlorique et chlorhydrique, IX, 189.
- LUTHER et PLOTNIKOW. — Phénomènes photochimiques, VIII, 865.
- LUTZ (C.-W.). — Électromètre à suspension filaire, IX, 644.
- LYLE (T.). — Diagrammes indicateurs des transformateurs, VII, 360.
- LYMAN (Th.). — Absorption de quelques solides pour les radiations, VIII, 147. — Lumière de très courte longueur d'onde, VIII, 701-703. — Pouvoir absorbant de quelques gaz pour les radiations de très courtes longueurs d'onde, IX, 413. — Phénomènes des tubes à vide, IX, 418. — Transparence de l'anhydride borique, IX, 420.
- MAC-COLLUM (B.) et RICE (M.). — Étude du fer avec un électrodynamomètre balistique, IX, 708.
- MAC-COMB H. — Dispersion de double réfraction et dispersion ordinaire des liquides, IX, 715.
- MACDONALD (H.-M.). — Récepteurs et transmetteurs horizontaux dans la télégraphie sans fil, IX, 182.
- MAC-DOWELL L.). — Propriétés du sélénium, IX, 707.
- MAC-LENNAN (J.-C.). — Radioactivité de l'actinium, IX, 705. — Charges électriques acquises dans le vide par les sels de potassium, IX, 714.
- MAC-LENNAN J.-C. et KENNEDY W.-T. — Radioactivité du potassium, IX, 261.
- MACRE (H.). — Diffusion de l'air dans l'eau, VII, 547. — Physique de la flamme, VIII, 130.
- MACKENSIE S. — Radiation secondaire émanée d'une plaque exposée aux rayons du radium, VIII, 499.
- MACKENSIE Th.-D.) et SODDY F.). — Relation entre l'uranium et le radium, VIII, 503. — Décharge électrique dans les gaz monoatomiques, VIII, 777.
- MACLAURIN (R.-C.). — Propriétés optiques des lames métalliques minces, VII, 716. — Intensité de la lumière réfléctive par les substances transparentes, VIII, 152. — Lumière polarisée elliptiquement par réflexion, VIII, 211.

- MADLUNG (E.).** — Rigidité diélectrique dans les gaz très raréfiés, VIII, 507. — Emploi du tube de Braun pour l'étude de l'hystérésis, VIII, 507.
- MADSEN J.-P.-V.) et BRAGG (W.-H.).** — Rayons γ , IX, 351, 352.
- MAGIE (W.).** — Chaleur spécifique des solutions, VIII, 52.
- MAGLI (G.) et PIUTTI (A.).** — Variation du pouvoir rotatoire avec la température, VII, 918.
- MAGRI et BATELLI (A.).** — Décharge dans les bobines à noyau de fer, IX, 649.
- MAILEY (R.) et GOODWIN (H.).** — Conductibilité et sels fondus, VIII, 695.
- MAILLARD (L.).** — Expérience de cours sur la rotation de la terre, VIII, 608.
- MAISEL (S.).** — Photomètre polariseur à scintillation, VII, 739.
- MAKOVER (W.).** — Absorption des particules β , IX, 337.
- MAKOVER (W.) et RUSS (S.).** — Effets des hautes températures sur l'émanation du radium, VIII, 158. — Expulsion de matière radio-active dans les transformations du radium, IX, 782.
- MALCLÈS (L.).** — Diélectriques liquides, VII, 585. — Résidus diélectriques, VIII, 631. — Effet de la pénétration dans les diélectriques, IX, 987.
- MALFITANO (G.).** — Propriétés des particules colloïdales, VIII, 941.
- MALFITANO (G.) et MICHEL (L.).** — Hydrolyse du perchlorure de fer, VII, 489-580-897; VIII, 682.
- MALLET (J.-W.).** — Action du mercure sur les alliages, VIII, 776.
- MALLET (E.) et GUYE (P.-A.).** — Électrolyse des chlorures alcalins, VII, 225.
- MALLIK (D.-N.).** — Induction magnétique dans les sphénoïdes, VII, 810. — Dans un ellipsoïde allongé, IX, 100. — Problème de potentiel, IX, 100. — Induction mutuelle, IX, 241. — Rotation magnétique d'une décharge électrique, IX, 266.
- MALLOCK (A.).** — Relation entre la tension de rupture et l'extension dans les essais d'acier, VII, 720. — Espace parcouru en un temps donné par un projectile, VIII, 205. — Portée et nature du mouvement des projectiles, VIII, 213. — Sensibilité de l'oreille à la direction des sons explosifs, VIII, 778. — Ballons sondes, VIII, 792. — Agrandissement photographique de petits objets solides, IX, 781. — Utilisation de l'énergie dans les ressorts, IX, 832.
- MALTÉZOS (G.).** — Etude des lentilles, VIII, 615.
- MANDELSHAM (L.).** — Théorie de la dispersion, VIII, 292.
- MANDELSTAM (L.) et PAPALEXI (N.).** — Méthode pour produire des vibrations rapides représentant une différence de phase, VII, 545.
- MANVILLE (O.).** — Carbone amorphe, VII, 914.
- MAQUENNE (J.).** — Propriétés colloïdales de l'amidon, VII, 896.
- MARAGE.** — Portée de certaines voix et travail développé pendant la phonation, VII, 298. — Développement de l'énergie de la voix, VII, 576. — Photographie des vibrations de la voix, VII, 905; IX, 920. — Théorie de l'audition, VIII, 614. — Tracés d'une même voyelle chantée, VIII, 684. — Instruments de musique anciens, VIII, 935. — Vibrations laryngiennes, IX, 629. Énergie de la voix, IX, 982.
- MARBE (K.).** — Flamme de König, VII, 652. — Production de flammes vibrantes, VII, 975. — Mouvements de flamme produits électriquement, VII, 982.
- MARBE (R.) et DEGUISNE (C.).** — Analogie entre les courants alternatifs et les vibrations sonores, VII, 978.
- MARC (R.).** — Cristallisation dans les solutions aqueuses, VIII, 863.
- MARCELLIN (R.).** — Cristallisation spontanée, VIII, 934.
- MARCH (H.).** — Susceptibilité de mélanges liquides, VIII, 41.
- MARCHAND.** — Aurore boréale, IX, 617.
- MARCK WALD (W.).** — Polonium et radiotellure, VII, 238.
- MARKAU (K.).** — Amortissement des oscillations dans un circuit de condensateur, IX, 57.
- MARIE (C.).** — Suspension et viscosité, VIII, 691. — Oxydabilité du mercure, IX, 368.
- MARREC, DIENERT (F.) et GUILLERED (A.).** — Acoustèle de Daguin, VIII, 73.

- MARTEL (E.-A.). — Variation de température des sources, VIII, 60.
- MARTIENSSEN (O.). — Boussole gynoscopique, VII, 652.
- MARTINI (T.). — Contribution à la théorie osmotique de la pile, VII, 397. — Vitesse du son dans les liquides, VIII, 914.
- MARTINSEN. — Cinétique de la sulfonation, IX, 196.
- MARTYN (G.-H.). — Décharge de l'électricité émanée des corps chauds, VIII, 504.
- MARTYN (G.-H.) et WILSON (H.-A.). — Vitesse de rotation de la décharge électrique dans un champ magnétique, VIII, 208.
- MARX (E.). — Vitesse des rayons de Röntgen, IX, 442. — Influence des rayons Röntgen sur la décharge par les lueurs, IX, 444.
- MASCAÏT (E.). — Notice bibliographique, VII, 745.
- MASON (W.-H.) et VONWIELER (O.-V.). — Capacité inductive du sélénium très pur, VIII, 159.
- MASSOL (G.). — Radioactivité des eaux d'Uriage-les-Bains, VIII, 683.
- MASSOL (G.) et FAUCON (M.-A.). — Chaleur latente de fusion et chaleur spécifique de l'acide propionique, IX, 611.
- MASSOL (G.) et SIZES (G.). — Multiplicité des sons émis par les diapasons, VII, 577. — Harmoniques d'un corps vibrant, VII, 890. — Harmoniques graves, VIII, 950. — Diapason, IX, 997.
- MATHA. — Intensité de la pesanteur à l'île Booth-Wandel, VII, 494.
- MATHER (T.), AYRTON (W.-E.) et SMITH (F.-E.). — Electrodynamomètre, VIII, 774.
- MATHER (T.) et SMITH (F.-E.). — Voltmètres à argent, VIII, 775. — Piles étalons, VIII, 787.
- MATHEWS et RICHARDS (W.). — Relations entre la compressibilité et la tension superficielle, VIII, 864.
- MATHIAS (E.). — Physique des courants d'air, VII, 463. — Déteinte adiabatique des fluides saturés, VII, 618, 888. — Diamètre de l'acétylène, VIII, 943.
- MATTENKLODT (E.). — Pouvoir inducteur du mica, IX, 89.
- MATTHIES (W.). — Tension de vapeur du soufre, VII, 643.
- MAURAIN (C.). — Action de cycles de tension sur l'aimantation du fer, VII, 497. — Variation avec la température des propriétés magnétiques du fer, IX, 967.
- MAURER (E.). — L'austénite, VIII, 61.
- MAURY (J.) et BEAULARD (F.). — Absorption de l'énergie électrique par un milieu diélectrique, IX, 39.
- MAYER (A.). — Variomètre, VIII, 385.
- MAYER (A.) et SALLES (E.). — Colloïdes inorganiques, VIII, 61.
- MAYER (A.), SCHEFFER (G.) et TERROINE (E.). — Grandeur des granules colloïdaux, VII, 578.
- MAYER (H.). — Mesure de l'influence de la lumière sur la chromogélatine, IX, 584.
- MEADOWCROFT (L.-V.). — Courbure et torsion d'une hélice, IX, 100.
- MEES (C.-E.-K.) et SHEPPARD (S.-E.). — L'image latente et sa destruction, VII, 749.
- MELANDER (G.). — Production d'électricité statique par l'action de la chaleur et de la lumière, VII, 809. — Par le frottement, VIII, 298.
- MELLENCAMP (F.-J.). — Application de l'équation de Gibbs-Helmholtz aux piles de concentration, IX, 744.
- MÉNARD (M.). — Radiographie, VIII, 64, 598.
- MENDEL. — Température des eaux thermales des Pyrénées-Orientales, VIII, 72.
- MENDENHALL (C.) et INGERSOLL (L.). — Points de fusion du radium et de l'iridium, VIII, 49; IX, 107.
- MENIÈRE (P.). — Dosage de la vapeur de mercure, VIII, 59.
- MERCADIER (E.). — Superposition des petites oscillations électriques dans le même circuit, VIII, 604, 959.
- MERCANTON (P.-L.). — Danger d'explosion avec le radium, VII, 235. — Résidu des condensateurs, IX, 617. — Aimantation des poteries lacustres, IX, 992.
- MERCZYNG H.). — Ondes électro-magnétiques très courtes, IX, 630.
- MERENIN (N.-A.). — Calorimètre Heschus, VIII, 836.
- MERRITT (E.) et NICHOLS (E.). — Influence des radiations rouge et infra-rouge sur la blende de Sidot, VIII, 55. —

- Effets de la phosphorescence au point de vue de la théorie de la dissociation, VIII, 710. — Luminescence, IX, 703.
- MESLIN (G.). — Renversement complexe des raies spectrales dans les couches chromophériques, VII, 454. — Signe du dichroïsme électrique, VII, 856; Position d'équilibre d'un ellipsoïde anisotrope dans un champ uniforme, VII, 861. — Dichroïsme magnétique de la calcite, VIII, 688. — Relations entre les tensions maximum et les densités de vapeur, VIII, 752. — Polarisation par diffusion latérale, VIII, 942. — Dichroïsme magnétique des terres rares, VIII, 957. — Dichroïsme magnétique des liqueurs constituées par la sidérose, IX, 393, 627, 630. — Structure des raies spectrales, IX, 986.
- METCALFE (E.-P.) et CUTHBERTSON (C.). — Indices de réfraction du potassium, du zinc, etc., gazeux, VIII, 160. — De l'oxyde azotique, etc., VIII, 788. — Dispersion du mercure, du soufre, etc., VIII, 789.
- METTLER (E.) et BRINER (E.). — Formation du gaz ammoniac, IX, 361.
- MEUNIER (J.). — Appareil pour l'analyse des mélanges d'air et de gaz ou vapeurs combustibles, VII, 569. — Combustion sans flamme et inflammation des gaz, VII, 902. — Combustion par incandescence des gaz, VIII, 59, 924; IX, 629. — Combustion à marche convergente, IX, 968.
- MEUNIER (J.) et OURIOT. — Action d'un conducteur électrique incandescent sur les gaz qui l'entourent, VII, 582.
- MEURER (H.). — Etincelle de décharge d'un condensateur dans le champ magnétique, IX, 445.
- MEYER. — Théorie de l'inversion du sucre de canne, IX, 188.
- MEYER (E.). — Absorption des rayons α du radium F par les métaux, VII, 241. — Calcul de la courbure des tiges, VIII, 302. — Absorption des rayons α par les métaux, VIII, 523. — Mesure de la dureté, IX, 642.
- MEYER (E.) et REGENER (E.). — Variations du rayonnement des substances radioactives, VIII, 384.
- MEYER (S.) et SCHWEIDLER (van. — Constante de temps du polonium VII, 238.
- MEYER (R.) et STARK (J.). — Fluorescence des dérivés du benzène, VII, 979.
- MEYÈRE (A.). — Influence du radium sur diverses pierres précieuses, IX, 631.
- MEYNIER (J.). — Catalyse par l'humidité, VIII, 954.
- MICHEL (L.). — Filtration au travers du collodion, VIII, 687.
- MICHEL (L.) et MALFITANO (G.). — Hydrolyse du perchlorure de fer, VII, 480-580-897; VIII, 682.
- MICHELSON (A.). — Actinomètre, IX, 640.
- MICULESCU (C.). — Mesure du diamètre intérieur des tubes capillaires, VIII, 236.
- MIE (G.). — Optique des milieux troubles, VIII, 378. — Courant de saturation, IX, 64.
- MIERS (H.-A.) et ISAAC (Miss F.). — Cristallisation spontanée des mélanges binaires, VIII, 206; IX, 781.
- MILLER (W.). — Effet Zeeman, VII, 735; VIII, 122.
- MILLIKAN (R.-A.). — Méthode des condensations de vapeur pour mesurer e , IX, 716.
- MILLIKAN (R.-A.) et BERGEMAN (L.). — Charge d'un ion négatif, VIII, 697.
- MILLIKAND (R.-H.) et WINCHESTER (G.). — Sensibilité photoélectrique des métaux, VIII, 500.
- MILLOCHAU (G.). — Température du soleil, VIII, 347. — Etude du rayonnement, VIII, 937.
- MILLOCHAU (G.) et FÉRY (C.). — Rayonnement calorifique du soleil, VII, 894.
- MILNER (R.). — Formation des lames liquides, VII, 552. — Nature des jets de lumière dans l'étincelle, IX, 177.
- MINCHIN (H.). — Dilatation du quartz fondu, VIII, 40. — Ponts en sélénium-aluminium, IX, 167.
- MINET (A.). — Arc voltaïque, VII, 900.
- MINET (A.) et CLERC (L.). — Four électrique, VII, 894.
- MINKIEWICZ (R.). — Vision, VIII, 921.
- MIRIMANOFF (D.). — Principe de relativité, IX, 445.
- MISES (R.). — Théorie des roues à palettes, VII, 980.
- MITCHELL (W.-S.). — Observations solaires à Princeton, VII, 161.

- MOLBY (F.). — Pouvoir rotatoire du quartz, IX, 700.
- MOLL (W.-J.-H.). — Spectres infrarouges, VIII, 229. — Dispersion du sel gemme, VIII, 230.
- MOLLER (H.-G.). — Surtension dans le dégagement des gaz par l'électrolyse, VIII, 383 ; IX, 91.
- MONASCH (B.). — Perte d'énergie dans un diélectrique soumis à des champs alternatifs, VII, 81.
- MONASCH (B.) et TRAUBENBERG (R. von). — Mesures d'amortissement, VIII, 306.
- MONNET. — Mouvement d'un liquide dans un tube, IX, 974.
- MONTESUS DE BALLORE (de). — Constructions asismiques, VIII, 75. — Tremblement de terre, VIII, 614. — Interprétation des ondes des sismogrammes, VIII, 921. — Sismoscope enregistreur, IX, 926.
- MOORE (B.-E.). — Division des lignes spectrales du baryum, etc., dans le champ magnétique, VIII, 377. — Effet Zeeman, VIII, 699. — Emanation du radium dissous dans l'eau, VIII, 793. — Constituants les plus lourds de l'atmosphère, IX, 173. — Séparation magnétique des raies du baryum, IX, 417.
- MOORE (B.) et SCHLUNDT (H.). — Radioactivité de quelques composés de l'uranium, IX, 642.
- MORE (L.-T.) et FRY (H.-S.). — Différence de phase des ondes sonores, VII, 560.
- MOREAU (G.). — Rayonnements et potentiel explosif, VIII, 16-94. — Masse de l'ion négatif, VIII, 925. — Charge de l'ion négatif d'une flamme, VIII, 947. — Diffusion des ions à travers les métaux, IX, 545.
- MORGAN, LIVINGSTONE et STEVENSON. — Lois de Tate, IX, 533.
- MORROW (I.). — Vibrations latérales des verges, IX, 245.
- MORTON (W.-B.). — Quantité d'eau dans un nuage, IX, 338.
- MOSENGEIL (K. von). — Rayonnement stationnaire dans une enceinte animée d'un mouvement uniforme, VII, 81.
- MOSS (E.). — Lois et tensions de vapeur, VIII, 57-702.
- MOULIN (M.). — Recombinaison initiale des ions, VIII, 961.
- MOULIN (M.) et BAUER (E.). — Constante de la loi de Stefan, IX, 438.
- MOUREAUX (T.). — Eléments magnétiques, à l'Observatoire du Val-Joyeux, du 1^{er} janvier 1908, VII, 891 ; du 1^{er} janvier 1909, VIII, 923.
- MOUREU (C.) et BIQUARD (R.). — Gaz rares dans les eaux thermales, VII, 899.
- MOUREU (Ch.) et LEPAPE (A.). — Radioactivité des eaux de Bagnères-de-Luchon, VIII, 938. — Gaz des sources thermales, IX, 635.
- MOUTON (H.) et COTTON (A.). — Etude ultramicroscopique du transport électrique, VII, 230. — Orientation des cristaux par le champ magnétique, VIII, 597. — Biréfringence magnétique et électrique de la nitrobenzine, VIII, 600. — Biréfringence magnétique des composés aromatiques, IX, 610, 967. — Relation de Havelock, IX, 969.
- MOUTON (H.), COTTON (A.), WEISS (P.). — Phénomène de Majorana, VII, 491.
- MURHEAD (A.) et LODGE (O.). — Télégraphie sans fil, IX, 783.
- MULLER (C.). — Détermination du potentiel explosif pour de grandes distances, IX, 452.
- MULLER (E.). — Métaux colloïdaux, VII, 792.
- MULLER (J.-A.). — Règle des phases, VIII, 62 ; IX, 613.
- MULLER (P.-Th.) et THOUVENOT (M.). — Changements tautomériques décelés à l'aide du pouvoir rotatoire magnétique, IX, 543.
- MULLER (P.-T.) et ALLEMANDET (H.). — Electrode à alcali, VII, 918.
- MULLER (W.-J.) et KONIGSBERGER (J.). — Surface de séparation métal-électrolyte, VII, 729.
- MUMM. — Cinétique de l'éther diazoacétique, IX, 194.
- MYERS C.-S.) et WILSON (H.-A.). — Perception de la direction du son, VIII, 784.
- NAGARAGA (G.). — Spectre des taches solaires, VIII, 452.
- NAHL (J.). — Théorie de la diffusion des gaz, VII, 543.
- NANTY (T.) et LIMB (C.). — Comète de Halley, IX, 988.
- NASMYTH (G.-N.). — Arc chantant, VIII, 706 ; IX, 706.

- NATANSON (L.). — Polarisation elliptique, VIII, 321. — Théorie électromagnétique de l'extinction et de la dispersion dans les gaz, VIII, 862.
- NEGRE (F.). — Résistance d'isolement, VIII, 62.
- NEGREANU. — Vitesse de rotation de deux disques tournant en sens contraire, VIII, 236.
- NELL (P.). — Diffusion des dissolutions aqueuses dans la gélatine, VIII, 528.
- NERNST (W.). — Éclat des corps noirs incandescents, VII, 642. — Chaleurs spécifiques aux basses températures, IX, 724.
- NICCOLAI (G.). — Résistance électrique des métaux, VII, 937.
- NICOL (J.). — Rotation de l'arc électrique dans un champ magnétique, IX, 773.
- NICHOLS (E.-F.). — Force électromotrice produite par la force centrifuge, VII, 638. — Absence d'onde de très grandes longueurs du spectre du soleil, VIII, 450.
- NICHOLS (E.-L.). — Couleur du ciel, VIII, 703. — Ciel couvert, IX, 701.
- NICHOLS (E.-F.) et DAY W.-S.). — Groupes de rayons restant dans l'infra-rouge, VIII, 707.
- NICHOLS (E.) et MERRITT (E.). — Influence des radiations rouge et infra-rouge sur la blende de Sidot, VIII, 55. — Effets de la phosphorescence au point de vue de la théorie de la dissociation, VIII, 710. — Luminescence, IX, 705.
- NICHOLS (E.-F.) et WILLIAMS (S.-R.). — Galvanomètre cuivassé, VIII, 708.
- NICHOLSON (W.). — Diffraction du son, VII, 808. — Réflexion des ondes sonores, IX, 177.
- NICOLAS. — Orage à l'île Lifou, V. II, 687.
- NICOLIS (V.) et BONACINI (C.). — Conductibilité électrique de l'air VIII, 795.
- NIEDEBSCHULTE (G.). — Tension de vapeur des corps solides, VII, 413.
- NOBLE (A.). — Recherches sur les explosifs, VII, 712.
- NODON (A.). — Action électrique du Soleil et de la Lune au pic du Midi, VII, 567. — Perturbations dans la charge terrestre. VIII, 614. — Magnétisme terrestre, IX, 967. — Ionisation de la source d'Hammann-Salakin, IX, 979.
- NOGIER (Th.), COURMONT (J.) et ROCHAIX. — Stérilisation de l'eau, IX, 990.
- NORDMANN (C.). — Dispersion de la lumière dans l'espace céleste, VII, 895. — Éléments magnétiques d'Algérie, Tunisie et Italie, VIII, 78. — Étoiles variables à courte période, VIII, 594. — Dispersion apparente de la lumière dans l'espace interstellaire, VIII, 900. — Températures des étoiles, IX, 616. — Éclat intrinsèque du soleil, IX, 926. — Des étoiles, IX, 966. — Comète de Halley, IX, 996.
- NORDMEYER (P.) et FOSRH (C.). — Chaleur spécifique du chrome, VII, 324.
- NORTHRUP (E.). — Disposition optique pour appareils oscillants, VIII, 44. — Forces à l'intérieur d'un conducteur électrique, VIII, 48.
- NORTON (A.), KENT et AVERY (A.-H.). — Raies du titane, IX, 412.
- NOYES (A.). — Conductibilité et ionisation des sels, IX, 366.
- NOYES et RATO. — Nombres de transport de l'anion des acides, IX, 192.
- NUTTING (P.-G.). — Structure des raies, III, VII, 161. — Activité physiologique des diverses radiations, VIII, 44. — Intensités relatives des raies spectrales, IX, 419.
- NYSWANDER (R.-E.). — Absorption et réflexion des rayons infra-rouges, IX, 704. — Spectre d'un filament de tungstène, IX, 706.
- OBEGG. — Théorie de dissociation, VIII, 864.
- ODDO et SCANDOLA. — Etat des corps dans l'acide sulfurique pur, IX, 190.
- O'DELL (G.-F.), WILSON (E.) et WINSON (V.-H.). — Effets du magnétisme sur les alliages de fer, VIII, 792.
- ØEMSTED CH.-M.). — Spectre des taches du soleil, IX, 412.
- OETTINGER (E.) et BORN (M.). — Théorie de la chaleur, VIII, 291.
- OGURA (K.) et STEINMETZ (C.). — Inductance d'un conducteur rectiligne, VIII, 52.
- OLIE et COHEN. — Antimoine amorphe, VIII, 866.
- OLLIVIER H. — Réaimantation spontanée du fer, IX, 978.

- OLZEWSKI (K.). — Liquéfaction de l'hélium, VII, 248.
- ORLOW (A.). — Bulle de poix noire, VIII, 293.
- OURIOT et MEUNIER (J.). — Action d'un conducteur électrique incandescent sur les gaz qui l'entourent, VII, 582.
- OVINET (E.). — Mouvement d'un projectile sphérique dans l'air, IX, 982.
- OWEN (M.). — Électricité de frottement IX, 345.
- PADDISON (W.-P.), ARMSTRONG (H.-E.), EYRE (J.-V.) et HUSSEY (A.-V.). — Déplacement des chlorures par l'alcool, VIII, 213.
- PAGNINI (P.). — Actions électro-dynamiques, VII, 665.
- PAINE (H.-H.) et WHETHAM (W.-C.-D.). — Propriétés électrolytiques des solutions diluées, IX, 169.
- PANAYEFF (J.). — Relation entre la température de fusion et la dilatation des métaux, VII, 324.
- PAPALEXI (N.) et MANDELSTAM (L.). — Méthode pour produire des vibrations rapides représentant une différence de phase, VII, 545.
- PARIS (L.). — Obtention de l'alumine fondue à l'état amorphe, VIII, 685.
- PARKHURST (J.-A.) et FROST (E.). — Spectre de la comète Morehouse, IX, 428.
- PARSONS (C.-A.). — Carbone aux températures et pressions élevées, VIII, 212.
- PARSONS (C.-A.) et SWNTON (A.-L.-C.). — Conversion du diamant en coke par les rayons cathodiques, VIII, 781.
- PASCAL (P.). — Recherches magnétochimiques, VII, 921, VIII, 690, 928; IX, 611. — Effet sélectif dans l'ionisation d'un gaz, VIII, 928. — Mesures des susceptibilités magnétiques, IX, 979. — Susceptibilité moléculaire de quelques colorants, IX, 981.
- PASCHEN (F.). — Effet Doppler dans le spectre des rayons. — Canal de l'hydrogène, VII, 405, 408, 735, 971. — Petit électromètre sensible, VII, 649. — Rayonnement d'origine purement thermique, VIII, 304. — Dispersion du sel gemme, VIII, 445; IX, 80. — Mesure absolue de l'effet Zeeman, VIII, 525. — Longueurs d'onde de l'hélium, IX, 435.
- PATTERSON (H.). — Pile au charbon, VII, 554.
- PAULI (E.). — Conductibilité calorifique des gaz, VII, 969; du cobalt; VIII, 609.
- PAULI (W.-E.), LÉNARD (P.) et KAMERLINGHONNES (H.). — Sulfures phosphorescents aux très basses températures, IX, 861.
- PÉCHEUX (H.). — Thermo-électricité du nickel, VII, 569. — Thermoélectricité de l'aluminium, VIII, 933 — Des cupro-aluminium, VIII, 940. — Propriétés électriques des aciers, IX, 632.
- PECSI (A.). — Détermination de l'azimut des rayons sismiques, IX, 50.
- PEDERSEN (F.). — Frottement interne d'éthers gazeux isomères, VIII, 52.
- PEDERSEN (P.-O.). — Tension superficielle des liquides, VIII, 772.
- PEGRAM (G.-B.) et WEBB (H.-W.). — Chaleur développée dans l'oxyde de thorium par sa radioactivité, VIII, 704.
- PÉLABON (H.). — Fusibilité des mélanges d'or et de tellure, VIII, 945.
- PELET-JOLIVET (L.) et ANDERSEN (N.). — Matières colorantes en solution, VIII, 682.
- PELET-JOLIVET (L.) et WILD (A.). — Matières colorantes en solution, VIII, 682.
- PELLAT (H.). — Théorie de Nernst, VII, 195. — Variation de la masse des électrons à l'intérieur de l'atome, VII, 570. — Pendule composé, IX, 624.
- PELLET (J.). — Magnétisme et torsion, VIII, 110.
- PELLIN (F.) et TISSOT (C.). — Correction de l'astigmatisme des prismes biréfringents, VII, 296. — Réception des signaux horaires radiotélégraphiques, VIII, 117.
- PENTSCHKEFF (P.-B.). — Chute de potentiel dans la lumière positive de l'hydrogène, VII, 648.
- PENZER (J.) et BARTON (E.-H.). — Courbes des vibrations d'une corde et de son chevalet, VII, 559.
- PERKINS (H.-A.). — Effet sélectif dans l'ionisation d'un gaz par un courant alternatif, VIII, 926. — Décharges discontinues dans les tubes de Geissler, VIII, 944.
- PERKINS (P.-B.). — Poids moléculaires

- de l'émanation du radium, VIII, 313.
— Redressement de courant dans un tube à vide, VIII, 314.
- PERMAN (E.-P.). — Réaction entre sels à l'état solide, VIII, 205.
- PERMAN (E.-P.) et DAVIES (J.-H.). — Constantes physiques de l'ammoniac, VII, 705.
- PERMAN (E.-P.) et GREAVES (R.-H.). — Décomposition de l'ozone par la chaleur, VIII, 785.
- PÉROT (A.). — Mesure des pressions élevées, VII, 581. — Rotation du soleil, VIII, 603. — Renversement de la radiation verte émise par l'arc au mercure, VIII, 927. — Protection de l'argenture des miroirs, IX, 622. — Arc au mercure, IX, 990.
- PERRIER (A.). — Variations thermiques de l'hystérèse, IX, 785, 865.
- PERRIN (J.). — Mouvement brownien, VIII, 67, 607, 609; IX, 3, 615. — Lois de l'électrisation de contact, VIII, 607. — Grandeur des molécules et charge de l'électron, VIII, 612.
- PERRIN (J.) et DABROWSKI. — Mouvement brownien, IX, 614.
- PETAVAL (J.-E.). — Machine pour les très hautes pressions, IX, 642.
- PETAVAL (J.-E.) et HUTTON (R.-S.). — Four électrique, VIII, 158.
- PETIT (C.-E.). — Détecteur pour la télégraphie et la téléphonie sans fil, VIII, 956.
- PÉTOT (A.). — Roues motrices, IX, 974.
- PEZZER (de). — Phonographe, VIII, 919.
- PFLÜGER (A.). — Absorption des gaz lumineux, VIII, 128. — Lois du rayonnement, IX, 78.
- PFUND (A.). — Polarisation et réflexion sélective dans le spectre infra-rouge, VII, 160. — Arcs des métaux, IX, 415. — Lampe à mercure, IX, 416. — Longueur d'onde des raies étalons du fer, IX, 422. — Propriétés du sélénium, IX, 705. — Effet Zeeman, IX, 706.
- PHAIL SMITH (C.-Mc.). — Diffusion des métaux dans le mercure, VIII, 375.
- PHILIPPS (P.). — Vitesses des sons dans l'air, VII, 709.
- PIDDUCK (F.-B.) et GILL (W.-B.). — Création d'ions par collision d'ions positifs et négatifs dans les gaz, IX, 256.
- PIER. — Chaleur spécifique et dissociation du chlore, IX, 191.
- PIERCE (C.-A.). — Thermoluminescence, VIII, 700-702.
- PIERCE (G.-W.). — Résonance dans la télégraphie sans fil, VIII, 42. — Redresseurs d'onde cristallins, VIII, 50. — Cristaux employés comme redresseurs de courants et d'oscillations électriques, IX, 702. — Détecteur électrique, IX, 707. — Redresseurs cristallins des courants alternatifs, IX, 713.
- PIERLUIGI-PIROTTI. — Interrupteur automatique, VII, 975.
- PILCIKOV (M.-N.). — Polarisation de la lumière diffuse, VIII, 855.
- PINTZA (A.) et GUYE (Ph.-A.). — Poids atomique de l'azote, VIII, 685.
- PIOLA (F.). — Phénomène de Wehnelt, VII, 663; VIII, 456. — Perméabilité magnétique du fer, VIII, 455. — Résistance et réactance d'un solénoïde, VIII, 456.
- PIONCHON (J.). — Hygroscope électrique, VIII, 60.
- PISSARJEWSKY et LEVITES. — Influence du dissolvant sur la constante d'équilibre, IX, 538.
- PISSARJEWSKY et KARP. — Relation entre la constante de diffusion, le frottement interne et la conductibilité électrique, IX, 535.
- PIUTTI (A.) et MAGLI (G.). — Variation du pouvoir rotatoire avec la température, VII, 918.
- PLANCK (M.). — Théorie de la dispersion, VIII, 304. — Dynamique des systèmes en mouvement, IX, 55.
- PLANER (V.) et WEISS (W.). — Hystérèse dans les champs tournants, VII, 9.
- PLASKETT (J.-S.). — Spectrographe, VIII, 149. — Influence d'un accroissement de la largeur de la fente sur la précision des déterminations de vitesse radiale, IX, 423. — Objectifs pour spectrographes, IX, 433.
- PLATO. — Solidification des sels inorganiques, IX, 538.
- PLOTNIKOW et LUTHER. — Phénomènes photochimiques, VIII, 865.
- PLUDDMANN, WÖHLER (L.) et WÖBLER (P.). — Production d'acide sulfurique par le procédé de contact, IX, 195.
- POCKELS (F.). — Variation de poids des sabliers, VIII, 307. — Masse électromagnétique de l'électron, VIII, 521.

- POCKLINGTON (H.-C.). — Spectres de diffraction, IX, 183.
- POBSZUS (E.). — Forces thermo-électriques dans les électrolytes, IX, 94.
- POHL (R.) et WALTER (B.). — Diffraction des rayons de Röntgen, VIII, 383.
- POINCARÉ (H.). — Ondes hertziennes et l'équation de Fredholm, VIII, 929. — Diffraction des ondes hertziennes, IX, 619.
- POLACK et BROCA (A.). — Vision des signaux de nuit, VII, 576.
- POLLOCK (J.-A.). — Théorie de l'arc au charbon, IX, 343.
- POLLOCK (J.-A.) et RANCLAUD (A.-B.). — Décharge de l'électricité à partir du charbon incandescent, IX, 343.
- POLLOCK, WELLISCH (E.-M.) et RANCLAUD (A.-B.-B.). — Rallumage de l'arc au charbon IX, 343.
- POLLOT (J.-H.) et LEONARD (G.-G.). — Spectres quantitatifs de certains éléments, VIII, 455.
- POMEROY (J.-C.). — Excès d'électrisation négative produit par pulvérisation des liquides, VIII, 711.
- PORTER (A.). — Images optiques, VIII, 45. — Pression osmotique, VIII, 241, 790; IX, 640.
- PORTEVIN (A.). — Système nickel-bismuth, VII, 582.
- POSEJPAL (V.). — Forces électromotrices d'aimantation, VIII, 935; IX, 316.
- POUND (V.-E.). — Absorption des rayons β , IX, 336.
- POYNTING (J.-H.). — Expériences sur la pression de la lumière, IX, 657. — Tensions dans un cisaillement, IX, 839. — Mouvement ondulatoire d'un arbre en rotation, IX, 840.
- PRANDT (L.). — Ecoulement des gaz, VII, 972.
- PRECHT (J.). — Danger d'explosion avec le radium, VII, 235.
- PRINGAL (E.). — Influence des vapeurs nitreuses sur la condensation de l'eau, IX, 65.
- PRINGSHEIM (P.). — Décharge par les pointes, VIII, 122.
- PROCTOR (C.). — Mesure des indices et de la dispersion à l'aide de l'interféromètre, VIII, 44.
- PRODZYNSKI (C. de). — Vision cinématographique sans scintillements, VIII, 954.
- PRUD'HOMME (M.). — Relation entre la conductibilité des électrodes et la dilution, VII, 914.
- PRYZT (K.). — Contacts poreux, VIII, 528.
- PRZIBRAM (K.). — Condensation des vapeurs dans les gaz ionisés, VIII, 527.
- PUCBS (R.). — Cristaux liquides, VII, 983.
- PURVIS (I.-E.). — Phénomène de Zeeman, VII, 291.
- QUINCKE (G.). — Structure écumeuse, VII, 707; IX, 64.
- QUINET (P.). — Solutions d'acide tartrique et de molybdates, VIII, 278.
- RADIOT. — Modèle de ballon, VIII, 693.
- RAESER (F.). — Résonance d'un son grave, VII, 976.
- RAMAN (C.-V.). — Détermination de la tension superficielle, VII, 813.
- RAMSAY (Sir W.). — Dégradation des éléments, VII, 919. — Quantités de crypton, de xénon, d'hélium et de néon dans l'air, VIII, 794. — Nouveau gaz de la série inactive, IX, 173.
- RAMSAY (Sir W.) et CAMERON (A.). — Lithium dans les minerais radioactifs, VII, 897. — Spectre de l'émanation du radium, IX, 174.
- RANCLAUD (A.-B.) et POLLOCK (J.-A.). — Décharge de l'électricité à partir du charbon incandescent, IX, 343.
- RANCLAUD (A.-B.), WELLISCH (E.-M.) et POLLOCK (J.-A.). — Rallumage de l'arc au charbon, IX, 343.
- RANKINE (A.-O.) et TROUTON (F.-T.). — Résistance électrique de la matière en mouvement, VIII, 789.
- RAPPEPORT (H.) et DUTOIT (P.). — Conductivités limites de quelques électrolytes, IX, 366.
- RATEAU (A.). — Recherches aérodynamiques, VIII, 958; IX, 549.
- RATNOVSKY (S.) et GUYE (C.-E.). — Inertie de l'électron, IX, 923.
- RATO et NOYES. — Nombre de transport de l'anion des acides, IX, 492.
- RAU (H.). — Rayons-canal, VII, 236.
- RAVEAU (C.). — Lois du déplacement de l'équilibre, VIII, 572, 936.
- RAY (J.). — Angle limite, VIII, 119.
- RAYBAUD (L.). — Nocivité du rayonnement solaire, IX, 630.
- RAYLEIGH (Lord). — Perception de la direction du son, VII, 554. — Notes sur l'acoustique, VII, 557. — Spectre de diffraction, VII, 797. — Passage

- du son à travers des fentes étroites, VII, 803. — Lumière diffusée par des traits fins tracés sur une surface réfléchissante ou transmise par des fentes très étroites, VII, 808. — Sensibilité de l'oreille à la hauteur des « sons », VII, 815. — Théorie dynamique des réseaux, VIII, 207. — Aberration des lentilles inclinées, IX, 168. — Effet d'un prisme sur les anneaux de Newton, IX, 239. — Nouvelles mesures de longueurs d'onde, IX, 247. — Notes d'acoustique, IX, 255. — Examen des glaces par les franges d'interférence, IX, 262. — Reflexion sur le verre, IX, 263.
- REBENSTORFF (H.). — Méthode pour réduire les masses gazeuses aux conditions normales, VIII, 293.
- REBIERRE (G.). — Argent colloïdal, VIII, 926.
- REBOUL (G.). — Phénomènes thermo-électriques et électrocapillaires dans les gaz, VII, 840. — Phénomènes électrocapillaires dans les gaz, VIII, 922, 932. — Reactions chimiques et ionisation, IX, 544.
- RECKLINGHAUSEN (de), HENRI (V.) et HELBRONNER (A.). — Stérilisation, IX, 973.
- REGENER (E.) et MEYER (E.). — Variations du rayonnement des substances radioactives, VIII, 384.
- REICH (M.). — Température du cratère négatif de l'arc électrique, VII, 532.
- REICHE (F.). — Lois de la compression du rayonnement d'une enceinte, VIII, 381.
- REIFF (J.). — Manomètre à compression, VII, 976.
- REIFF (H.-I.). — Étiquettes luminescentes, VIII, 302.
- REICHENHEIM (O.). — Rayons anodiques, VII, 692.
- REICHENHEIM (O.) et GEHRCKE (E.). — Interférences des lames à faces parallèles dans le spectre continu, VII, 789. — Rayons anodiques, VIII, 299, 387. — Rayons d'électricité positive, VIII, 299.
- REICHENHEIM (O.) et KOENISBERGER (J.). — Influence de la température sur la conductibilité électrique, VII, 653.
- REIGER (R.). — Loi de Poiseuille, VII, 247. — Élasticité des solutions de gélatine, VIII, 290.
- REINGANUM (M.). — Énergie et chaleur spécifique, VII, 156. — Pile à sélénium, VII, 78. — Rapport entre les conductibilités électrique et calorifique des métaux, VII, 729. — Rayonnement thermique de la vapeur d'iode, VII, 978. — Voltamètre à électrode de sélénium, VIII, 518. — Dimensions des molécules, IX, 444.
- REINITZER (F.). — Cristaux liquides, IX, 87.
- REISSIG (J.). — Observations ultra-microscopiques, IX, 86.
- RENAUD (P.). — Aéroplanes, VIII, 68, IX, 993.
- RENARD (PH.) et GUYE (Ph.-A.). — Tension superficielle, VII, 910.
- RENDABL. — Mesures d'amortissement, IX, 647, 652.
- RENGADE (E.). — Courbes de refroidissement, IX, 625.
- RENTSCHLER (H.-C.). — Mesure de l'indice de réfraction d'un gaz, IX, 425.
- RETSCHINSKY (T.). — Influence de la température sur les spectres d'absorption des sels fondus, IX, 82.
- RETSCHINSKY (T.) et KUCH (R.). — Absorption sélective dans l'arc au mercure, VII, 79.
- REYNOLDS (J.-E.). — Refroidissement dans l'air liquide de certains platino-cyanures, IX, 832.
- RICE (M.) et MAC-COLLUM (B.). — Étude du fer avec un électrodynamomètre balistique, IX, 708.
- RICHARDS (T.-W.). — Compressibilité des éléments, VIII, 857-859. — Poids atomiques, IX, 361.
- RICHARDS (W.) et MATHEWS. — Relations entre la compressibilité et la tension superficielle, VII, 864.
- RICHARDS (W.) et WREDE (F.). — Température de transformation du chlorure $MCl_2 + 4H_2O$, VIII, 861.
- RICHARDSON (O.-W.). — Ionisation produite par le platine chaud dans différents gaz, VII, 710; IX, 333. — Effets mécaniques accompagnant l'aimantation, VIII, 699. — Ionisation des corps chauds employée pour la mesure des hautes températures, VIII, 707. — Procédé graphique pour déterminer les lignes de flux et les lignes équipotentielles, IX, 109. — Charge spécifique des ions émis par

- les corps chauds, IX, 275. — Thermonionique, IX, 351.
- RICHARDSON (W.) et BROWN (C.). — Energie cinétique des électrons négatifs émis par les corps chauds, IX, 260.
- RICHARZ (F.). — Rapport des deux chaleurs spécifiques pour l'oxygène ozonisé, VII, 324. — Echauffement des électrolytes, VIII, 392.
- RICHET (C.) et BRÉGUET (L. et J.). — Gyroplane, VII, 566.
- RICHMYER (F.-K.). — Variations du courant photo-électrique avec l'intensité de la lumière excitatrice, IX, 707. — Effet photo-électrique avec les métaux alcalins, IX, 712.
- RIEBESSEL (D.). — Générateurs de courant continu, VIII, 372.
- RIECKE (E.). — Décharge dans les tubes de Geissler, VIII, 382. — Mouvement des ions α , IX, 93.
- RIEFFET (A.). — Radiographie, VIII, 398.
- RIES (C.). — Interrupteur automatique, VII, 735; VIII, 296. — Flamme du phosphore et de la paraffine dans un champ magnétique, IX, 645. — Sensibilité lumineuse du sélénium, IX, 649.
- RIGHI (A.). — Phénomènes dus aux rencontres entre électrons, ions, atomes et molécules, VII, 589. — Masse électromagnétique de l'électron, VIII, 299. — Déviation électrostatique des rayons cathodiques dans le tube de Braun, VIII, 795. — Déviation des ions engendrant des étincelles, VIII, 796.
- RINGELMANN. — Dynamomètre, VIII, 917.
- RINGER (W.-E.) et JORISSEN (W.-P.). — Actions chimiques des rayons du radium, VII, 321.
- RISPAIL (L.) et CREMIEU (V.). — Détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur, VIII, 681.
- RITZ (W.). — Origine des spectres en séries, VII, 489. — Phénomène de Zeeman, VIII, 383.
- RIVE (de La). — Voir de La Rive.
- ROBERTS (B.-J.-P.). — Micromanomètre compensé, VII, 719.
- ROBERTSON (J.-K.). — Charges acquises par des conducteurs isolés entourés d'autres conducteurs, VIII, 710. — Extinction du son par le fer, IX, 968.
- ROCHAUX, COURMONT (J.) et NOGIER (Th.). — Stérilisation de l'eau, IX, 990.
- ROEMER et THIEL. — Partage d'une base entre deux acides, VIII, 858. — Basité et force des acides et des phénols, IX, 542.
- ROGOVSKY (E.). — Changement du spectre de l'hydrogène sous l'influence de fortes décharges, VIII, 854.
- ROHLAND (P.). — Loi de Dulong et Petit, VII, 734.
- ROHLOFF (C.) et SIHNJO (S.). — Etats solides et liquides, VII, 983.
- ROHR (M. von). — Vision binoculaire, VII, 700. — Effet stéréoscopique, IX, 652.
- ROLLA (L.). — Reproduction du mirage, VII, 665.
- ROSANOFF (M.) et WEBSTER (A.). — Gaz parfait, IX, 711.
- ROSENHAIN (W.) et TUCKER (P.-A.). — Recherches eutectiques, IX, 178.
- ROSENSTIEHL (A.). — Cercle chromatique d'Young, VIII, 950. — Conséquences de la théorie de Young, IX, 509. — Pression osmotique dans la teinture, IX, 613.
- ROSING (B.). — Définition newtonienne de la masse, VII, 739.
- ROSSEM (C. VAN). — Equilibres des phases, IX, 190. — Système chloral et eau, IX, 195.
- ROSSET (Th.). — Inscripteur du son, IX, 990.
- ROSSI (R.). — Spectres de bandes des fluorures, IX, 838.
- ROSSI (R.) et DUFFIELD (G.). — Spectre d'émission de l'argent chauffé dans l'air dans un four électrique, IX, 427.
- ROTH. — Densité et chaleur de fusion de la glace, IX, 538.
- ROTHE et LOTTERMOSEK. — Formation des solutions et des précipités aqueux, IX, 191.
- ROTHÉ (E.). — Photographies en couleur, VIII, 596. — Influence de la pression sur l'ionisation, VIII, 680.
- ROTHJANZ. — Viscosité du soufre liquide, IX, 195.
- ROTHMUND. — Trouble critique, IX, 531.
- ROUSSY. — Mesure de la surface du corps humain, VII, 486.
- ROUTIN (J.-L.). — Réglage des groupes électrogènes, VIII, 74.
- Roux (J.). — Mobilité des ions, VII, 894.

- ROY (L.). — Echauffement des conducteurs par le courant électrique, VIII, 476.
- ROYDS (T.). — Comparaison des spectres de l'émanation du radium, IX, 774.
- ROYDS (T.) et RUTHERFORD (E.). — Spectre de l'émanation du radium, IX, 259. — Nature de la particule α des substances radioactives, IX, 339.
- ROZANSKY (D.). — Arc à courant alternatif et étincelle électrique, VII, 738.
- ROZET (C.). — Scintillation, VII, 896.
- RUBENS (H.). — Détermination de l'équivalent mécanique de la calorie, VII, 548. — Dispersion du sel gemme, VIII, 445.
- RUCKES (W.). — Ecoulement de l'air comprimé dans les tubes capillaires, VIII, 391.
- RUDENBERG (R.). — Télégraphie sans fil, VIII, 380.
- RUDENBERGER (R.). — Production de courants alternatifs de fréquence quelconque, VIII, 296.
- RUDGE (W.-A.). — Action du radium sur la gélatine, VII, 717.
- RUDOLFI. — Conductibilité des alliages, IX, 631.
- RUMELIN (G.). — Emanation du radium, VIII, 300.
- RUNGE (C.). — Décomposition des lignes spectrales dans le champ magnétique, VIII, 514. — Spectre des alcalins, IX, 638.
- RUOSS (H.). — Détermination des pôles d'un barreau aimanté, IX, 85.
- RUSC et GRAU. — Différence de potentiel entre les électrodes métalliques de l'arc à courant continu, IX, 645.
- RUSS (S.). — Diffusion des émanations de l'actinium et du thorium, IX, 345.
- RUSS (S.) et MAKOVER (W.). — Effet des hautes températures sur l'émanation du radium, VIII, 158. — Expulsion de la matière radio-active dans les transformations du radium, IX, 782.
- RUSS (S.) et TROUTON (T.). — Loi de la reconstitution de la charge résiduelle, VII, 564.
- RUSSELL (J.). — Action des vibrations sur l'aimantation, VII, 304, 810.
- RUSSELL (A.). — Champ magnétique et coefficients d'induction, VII, 559.
- RUSSNER (J.). — Energie lumineuse et calorifique des lampes à incandescence, VII, 975.
- RUSSENBERGER (J.-H.). — Absorption des liquides par les substances poreuses, IX, 921.
- RUTHERFORD (E.). — Emanation du radium sur l'eau, IX, 329. — Condensation de l'émanation du radium, IX, 349.
- RUTHERFORD (F.). — Volume de l'émanation, IX, 258.
- RUTHERFORD (E.) et GEIGER (H.). — Méthode de compter le nombre des particules α et des substances radioactives, IX, 171. — Charge et nature de la particule α , IX, 172.
- RUTHERFORD (E.) et ROYDS (T.). — Spectre de l'émanation du radium, IX, 259. — Nature de la particule α des substances radioactives, IX, 339.
- RYBKIN (P.). — Réseau radiotélégraphique, VII, 737.
- SACERDOTE (P.). — Coloration du diamant, IX, 631.
- SACKAR (O.). — Loi de Kopp, VII, 977.
- SÆLAND (S.). — Rayonnement des métaux, IX, 95.
- SAGNAC (G.). — Projections d'ions, VII, 617. — Interférences de deux faisceaux superposés, IX, 934.
- SABULKA (J.). — Corps pulvérulents, VIII, 389.
- SALLES (E.). — Diffusion des ions gazeux, VIII, 613.
- SALLES (E.) et MAYER (A.). — Colloïdes inorganiques, VIII, 61.
- SALM. — Mesures de l'affinité des acides, IX, 532.
- SALMON (E.). — Aimants longs, VIII, 579.
- SAND et GRAMMLING. — Grosseur des molécules du trichlorure de chrome, hexahydrate gris bleu, IX, 187.
- SANFORD (F.). — Réalité physique des lignes de force, VIII, 700.
- SARASIN (E.) et TOMMASINA (Th.). — Effet des écrans métalliques sur le rayonnement secondaire, de radioactivité induite, VII, 495. — Dédoublement de la courbe de désactivation, VIII, 74. — Courbe représentative de la perte de la radioactivité induite, IX, 641.
- SATTERLY (J.). — Quantité d'émanation du radium contenue dans l'atmosphère, IX, 267.

- SAUNDERS (F.-A.). — Spectres des métaux alcalins, IX, 419. — Séries dans le spectre du baryum, IX, 423.
- SCAL (C.), URBAIN (E.) et FEIGE (A.). — Stérilisation de l'eau par l'ultraviolet, IX, 928.
- SCANDOLA et ODDO. — Etat des corps dans l'acide sulfurique pur, IX, 190.
- SCARPA (O.). — Action du courant alternatif sur les lampes à incandescence, VIII, 794. — Théorie des solutions, VIII, 794.
- SCHAEFER (C.). — Action des cylindres diélectriques sur les ondes électriques, VII, 399.
- SCHAEFER (C.) et LAUGWITZ. — Théorie des réseaux de Lamb, VII, 970.
- SCHAEFER (C.) et LAUGWITZ (M.). — Réseaux de Hertz, 962.
- SCHAEFER (C.) et LUMMER (O.). — Principe d'Archimède, VII, 544.
- SCHAEFFER (H.). — Sels des terres rares, VII, 732.
- SCHAFFERS (V.). — Nombre des électrons dans les métaux, VII, 573.
- SCHALL (C.). — Viscosité du thymol, VII, 660.
- SCHAMES (L.). — Influence sur la perméabilité du fer et la fréquence des oscillations non amorties produisant l'aimantation, IX, 85.
- SCHARFF. — Luminescence du phosphore, IX, 189.
- SCHENCK (R.). — Conductibilité électrique des alliages, VIII, 515.
- SCHIDLÖF (A.). — Théorie des ions, VIII, 524.
- SCHILD (K.). — Propriétés magnétiques du fer électrolytique, VIII, 381.
- SCHLETT (W.). — Variation de la densité et de la chaleur spécifique du platine, IX, 58.
- SCHLUNDT (H.) et MOORE (B.). — Radioactivité de quelques composés de l'uranium, IX, 642.
- SCHLUTZ (J.-F.-H.). — Constitution du soleil, IX, 427.
- SCHMIDT (A.). — Radioactivité de l'eau du Taunus, VIII, 510.
- SCHMIDT (H.-W.). — Electromètres à feuilles, VII, 537. — Réflexion et absorption des rayons β , VII, 964. — Passage des rayons β de l'actinium à travers la matière, VIII, 299. — Mesures de la radioactivité à Saint-Joachimsthal, VIII, 505. — Destruction du radium B et C aux températures élevées, IX, 645-650.
- SCHMIDT (K.-E.-F.). — Etude du bolomètre, VII, 659; VIII, 292. — Télégraphie sans fil, VII, 661; VIII, 293-505-512. — Oscillations électriques, VIII, 293; IX, 639.
- SCHMIDT (W.). — Appareil pour la recherche d'ondes régulières dans la pression de l'air, IX, 83, 89.
- SCHNITZLER (V. et J.). — Fermentation acétique du vin, IX, 552.
- SCHÖEFFER (H.-E.). — Etincelle électrique dans un champ magnétique, IX, 420.
- SCHÖEFFER (G.), MAYER (M.) et TERROINE (E.). — Grandeur des granules colloïdaux, VII, 578.
- SCHÖNROCK (O.). — Relation entre la largeur des raies spectrales et la pression, VII, 69.
- SCHOOP (U.). — Métallisation, IX, 977.
- SCHOTT (G.-A.). — Rayonnement des groupes d'électrons, VIII, 132. — Mouvement et électrons, VIII, 374, 386. — Radioactivité du radium, VIII, 501. — Théorie des ions, VIII, 524.
- SCHOUTE (C.). — Phénomène de Thomson dans le mercure, VII, 316.
- SCHREINEMAKERS. — Equilibres dans les systèmes quaternaires, IX, 849.
- SCHRETER (K.). — Machine d'Atwood, VIII, 297.
- SCHROTT (F.v.). — Influence de la chaleur et de la lumière sur le sélénium allotropique, VIII, 506.
- SCHUEKAREW. — Energie interne des substances dissoutes, IX, 194.
- SCHULZ (H.). — Milieux isotropes et anisotropes, VIII, 447.
- SCHULZE (A.). — Phénomènes de diffraction, VIII, 856.
- SCHULZE (F.-A.). — Sifflet de Galton, VIII, 137.
- SCHULZE (G.). — Electrodes de tantale, VII, 405. — Soupape électrolytique, VIII, 121, 385; IX, 60, 453.
- SCHUSTER (A.). — Ondes sismiques, VII, 973. — Effet Doppler, VIII, 145. — Variation diurne du magnétisme terrestre, VIII, 776.
- SCHWALBE (G.). — Chaleur dégagée quand on mouille d'eau les corps pulvérulents, VII, 588.
- SCHWARZ (A.). — Four électrique, VII, 660.

- SCHWEIDLER (E. von). — Anomalies des diélectriques, VIII, 133.
- SCHWEIDLER (von) et MEYER (S.). — Constante de temps du polonium, VIII, 238.
- SCOBLE (W.-S.) et BLYTHSWOOD (Lord). — Photographies de certaines raies de l'arc, VII, 162.
- SCOTT (G.-A.). — Théorie des ions, VIII, 517. — Théorie électronique de la matière, IX, 106.
- SEALAND (S.). — Rayonnement des métaux, IX, 69.
- SEARLE (H.-C.). — Vibrations des verges, VII, 797.
- SEARLE (G.-F.-C.). — Force nécessaire pour arrêter une sphère électrisée en mouvement, VIII, 213, 301. — Mouvement impulsif d'une sphère électrisée, IX, 335.
- SEDDIG (M.). — Vibrations d'une colonne d'air, VII, 983.
- SEHNAL (J.). — Solubilité du sulfate de plomb, VIII, 952.
- SEITZ (W.). — Loi d'absorption de Röntgen, IX, 87, 448.
- SÉMAT (L.). — Téléautocopiste, VIII, 948.
- SERVISS (S.-B.). — Température à l'intérieur des métaux, VII, 479.
- SÈVE (P.). — Balance pour la détermination des champs magnétiques, IX, 986.
- SHAW (A.-N.) et BARNES (H.-T.). — Décharge par les pointes, IX, 830.
- SHAXBY (J.-H.). — Détermination des intégrales de Fresnel, IX, 830.
- SHEARD (C.). — Action de la capacité et de la densité du courant sur les spectres, VIII, 708.
- SUEDD (J.) et BIRCHBY (J.). — Pendule réversible, VIII, 53.
- SHEPPARD (S.-E.) et MEES (C.-E.-K.). — L'image latente et sa destruction, VII, 719.
- SHEPPARD (S.-E.). — Influence de l'état des couleurs en solution sur leur spectre d'absorption, IX, 783.
- SHEUER O. — Appareil cryoscopique, IX, 369. — Densité du gaz chlorhydrique. — Poids atomique du chlore, IX, 618.
- SIDNEY ELSTON (T.). — Spectres de fluorescence et d'absorption de l'anthracène et du phénanthrène, VIII, 148.
- SIEG (L.-P.). — Formule générale pour la dispersion, VIII, 705.
- SIEGER (B.). — Diffraction d'une onde électrique par un écran à section elliptique, IX, 91.
- SIHNO (S.) et ROHLOFF (C.). — Etats solides et liquides, VII, 983.
- SIKORSKY (S.) et HARDIN (D.). — Relation entre le pouvoir rotatoire et la constitution chimique des corps actifs, IX, 362.
- SILBERSTEIN (L.). — Equations électromagnétiques, VIII, 136. — Surfaces de discontinuité électromagnétiques, IX, 66. — Effet Doppler dans les rayons-canaux, IX, 66. — Théorie des électrons, IX, 446.
- SIMON (T.). — Théorie de l'arc chantant, VII, 644.
- SIMPSON (G.-C.). — Théorie de l'électricité des orages, IX, 348. — Electricité de la pluie dans les orages, IX, 779.
- SINGRUN et AUDIFFREN. — Frigorifère Audiffren, VII, 583.
- SIRK (H.). — Calcul des dimensions moléculaires, VIII, 389. — Combinaison lente de Cl et H par la chaleur, VIII, 865.
- SIZES (G.) et MASSOL (G.). — Multiplicité des sons émis par les diapasons, VII, 577. — Harmoniques d'un corps vibrant, VII, 890. — Harmoniques graves, VIII, 950. — Diapason, IX, 997.
- SKINNER (C.-A.). — Double réfraction magnétique normale au champ, IX, 703. — Comparaison entre les dispersions de double réfraction magnétique et électrique, IX, 715.
- SKINNER (A.) et TOOL (A.-Q.). — Lames minces de métaux magnétiques, VIII, 698, IX, 330.
- SLATOWRAVSKI (N.) et CHMYROW (D.). — Diffusion de la lumière polarisée par les surfaces dépolies, VII, 652.
- SMIRNOFF (N.). — Appareil pour la détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur, VII, 738. — Détermination du point central, VII, 739.
- SMITH (A.). — Chaleur d'évaporation de l'eau, VIII, 52.
- SMITH (F.-E.). — Etalon normal au cadmium, VIII, 774. — Variations des résistances du manganin, IX, 263.
- SMITH (F.-E.), AYRTON (W.-E.) et MATHER

- (T.). — Electrodynamomètre, VIII, 771.
- SMITH et BROWNLEE. — Soufre amorphe, VIII, 859.
- SMITH et CARSON. — Soufre amorphe, VIII, 859.
- SMITH (F.-E.) et LOWRY (T.-M.). — Voltamètre à argent, VIII, 773.
- SMITH (F.-E.) et MATHER (T.). — Voltamètre à argent, VIII, 773. — Piles étalons, VIII, 787.
- SMITH (N.-F.). — Influence de la traction sur la conductibilité, IX, 701. — Influence de la torsion, IX, 706.
- SMITH (R.-H.) et ZELENY (Y.). — Tension de vapeur de l'anhydride carbonique, VII, 662; VIII, 41.
- SMITH (S.-W.-J.). — Fer météorique, VIII, 156.
- SMITH (W.-J.). — Différences de potentiel au contact, IX, 244.
- SMOLUCHOWSKY (M.). — Opalescence des gaz, VIII, 320-374.
- SODDY (F.). — Production de vides élevés, VII, 719. — Tentatives pour déceler la production de l'hélium à partir des éléments radio-actifs primaires, IX, 266. — Relation entre l'uranium et le radium, IX, 268. — Cathode du wehnelt dans les vides très avancés, IX, 639.
- SÓDDY (F.) et MAKENSIE (Th.-D.). — Relation entre l'uranium et le radium, VIII, 503. — Décharge électrique dans les gaz monoatomiques, VIII, 777.
- SOLA (C.). — Profondeur des hypocentres sismiques, IX, 615.
- SOLA (J.-C.). — Microsismes de longue durée, VIII, 690.
- SOMMERFELDT (E.). — Type de cristal bi-axe, VII, 541. — Impédance des bobines, VIII, 132. — Résistances des bobines pour les courants alternatifs, VIII, 300. — Propagation des ondes dans la télégraphie sans fil, IX, 452.
- SOMMERFELDT (E.) et HOPPEL (H.). — Angle des axes optiques et cristaux, VIII, 293.
- SOREAU (R.). — Aéroplanes, VIII, 597. IX, 992.
- SOUTHERNS (L.). — Influence de la température sur la gravité, VII, 718.
- SPENCE (B.-J.). — Solutions colloïdales, VIII, 703; IX, 703. — Nombre de corpuscules libres par cm. cube d'or, de platine et d'argent, IX, 704.
- SPRING (W.). — Densité du soufre. — Densité des corps en poudre, VII, 913.
- STARK (J.). — Effet Doppler, VII, 967, VIII, 508-521, VIII, 145. — Fluorescence, VII, 979. — Rayons-canaux, VIII, 147-304. — Quantité élémentaire d'énergie, VIII, 302. — Absorption et fluorescence dans le spectre de bandes et fluorescence du benzène, VIII, 509. — Chimie des spectres de bandes, IX, 643.
- STARK (J.) et GIESEL (F.). — Spectres de l'azote et de l'hélium sous l'influence des rayons α , VIII, 291.
- STARK (J.) et MEYER (R.). — Fluorescence des dérivés du benzène, VII, 979.
- STARK (J.) et STEUBING (W.). — Spectre des rayons canaux de l'hydrogène, IX, 69, 455.
- STARKE (E.). — Expérience montrant les différences de phases, VIII, 523.
- STEBBINS (J.). — Sensibilité du sélénium aux différentes couleurs, IX, 413.
- STEBBINS (J.) et BROWN (F.-C.). — Résistance des éléments au sélénium, VIII, 699.
- STEELE (B.-D.) et GRANT (K.). — Micro-balances, IX, 840.
- STEFANINI (A.) et BATELLI (A.). — Relation entre la pression osmotique et la tension superficielle, VII, 142-948.
- STEIN (J.). — Dispersion apparente de la lumière dans l'espace interstellaire, VIII, 600.
- STEINMETZ (C.) et OGURA (A.). — Inductance d'un conducteur rectiligne, VIII, 52.
- STEPHENSON (A.). — Vibrations forcées produites par des perturbations de fréquences différentes, VII, 800.
- STETTENHEIMER (A.). — Effet Zeeman, VIII, 127.
- STEUBING (W.). — Solutions colloïdales d'or, IX, 74.
- STEUBING (W.) et STARK (J.). — Spectre des rayons-canaux de l'hydrogène, IX, 69, 455.
- STEVENSON, LIVINGSTONE et MORGAN. — Lois de Tate, IX, 533.
- STEWART (G.-W.). — Grande résistance, VIII, 700.
- STIFLER (W.-W.). — Résistance d'élec-

- trolytes dans un champ magnétique, IX, 705.
- STONEY (G.-G.). — Pellicules métalliques déposées par électrolyse, IX, 780.
- STORMER (C.). — Trajectoire d'un corpuscule électrisé, VII, 899. — Aurores boréales, IX, 992.
- STRASSER (B.). — Expérience de Fizeau, sur le déplacement de l'azimut de polarisation d'un rayon réfracté, VII, 794.
- STRASSER (B.) et WIEN (M.). — Effet Doppler des rayons canal, VII, 727.
- STRENGERS et COHEN. — Métaux du platine explosifs, VIII, 868.
- STRONG (P.-M.). — Nature colloïdale des acides chromopolysulfurique, IX, 982.
- STRONG (W.) et JONES (H.). — Spectre d'absorption de divers sels de potassium et d'uranium, IX, 701.
- STRONG (W.-W.). — Ionisation en vase clos, VIII, 704. — Rayonnement pénétrant, IX, 645. — Radio-activité, de l'erbium, etc., IX, 709. — Déplacement des bandes d'uranium et des bandes du néodyme, IX, 715.
- STRUTT (R.-J.). — Distribution du radium dans la croûte terrestre, VII, 708. — Origine des gaz dégagés par les sources minérales, VIII, 208. — Hélium et thorium dans les minéraux, VIII, 773-793. — Hélium dans les temps géologiques, IX, 176. — Hélium dans les minéraux salins, IX, 176. — Perte d'hélium par les minéraux radio-actifs, IX, 779.
- STRUYCKEN (H.-J.). — Vibration et décroissement d'un diapason, VII, 788.
- STSCHODRO (N.). — Miroirs de Hertz, IX, 87.
- STUDLEY (C.). — Susceptibilité de mélanges liquides, VIII, 41.
- SUDRY (L.). — Fonds de l'étang de Thau, VIII, 938.
- SUMPNER (W.-E.). — Mesure de courants alternatifs, VIII, 783.
- SUTHERLAND (M.). — Diamètres moléculaires, IX, 341.
- SUTHERLAND (W.). — Ionisation des solutions, VIII, 498. — Attraction moléculaire, IX, 348.
- SWANN (W.-F.-G.). — Chaleurs spécifiques de l'air et de l'anhydride carbonique, IX, 777.
- SWINTON (A.-A.-C.). — Occlusion du gaz résiduel par les parois des tubes à vide, VIII, 157; IX, 184. — Rayons-canaux, VIII, 207. — Conversion du diamant en coke, IX, 781.
- SWINTON (A.-A.-C.) et PARSONS (C.-A.). — Conversion du diamant en coke par les rayons cathodiques, VIII, 781.
- SWYNGEDAUV. — Auto-excitation des dynamos, VIII, 602.
- SZAVASSI (A.). — Induction unipolaire, VII, 400.
- SZILARD (B.). — Radioactivité du molybdate d'uranyle, VII, 566. — Radio-plomb, VII, 893. — Sels colloïdaux, VII, 917. — Séparation de l'uranium, IX, 545. — Enregistrement de la longueur du parcours des rayons α , IX, 531. — Mesures radioactives, IX, 629. — Cohéreur, IX, 993.
- SZIVESSY (G.). — Résistance des fils métalliques provoquée par l'oxygène occlus, VII, 970.
- SZYSKOWSKI. — Action des sels neutres, IX, 537.
- TAMMANN. — Chaleur interne des systèmes de deux corps, IX, 533.
- TAMMANN et LAUER. — Elasticité de déformation dans les liquides, IX, 533.
- TANGL (K.). — Pouvoir inducteur de l'air, VII, 962. — De quelques gaz, IX, 56.
- TANZLER (P.). — Propriétés magnétiques de l'air, de l'argon α , VIII, 142.
- TAUDIN-CHABOT (J.-J.). — Marmaromètre, VIII, 302.
- TAYLOR (A.). — Mesure de la résistance et de la polarisation des électrolytes au moyen du courant alternatif, VIII, 47. — Galvanomètre à courant alternatif, VIII, 50.
- TAYLOR (A.-H.) et WILLIAMS (E.-H.). — Boîtes de résistance, VIII, 701.
- TAYLOR (T.-S.). — Ralentissement des rayons α par les feuilles métalliques, VIII, 316. — Par les métaux et les gaz, IX, 707.
- TSCHEICHWILI (P.) et WARYNSKI (T.). — Réduction des solutions sulfuriques de permanganate de potassium, en présence de sels minéraux, IX, 367.
- TEAGUE et BUXTON. — Coagulation mutuelle des colloïdes, IX, 190.
- TEISSERENC DE BORT (L.). — Distribution de la température dans l'atmo-

- sphère, VII, 486, 932. — Présence des gaz rares dans l'atmosphère à diverses hauteurs, VIII, 601.
- TERADA (T.). — Vibrations de la caisse de résonance, VII, 656. — Son produit par une goutte de liquide, VII, 726. — Oscillation d'un flotteur, VII, 734.
- TERADA (T.) et HONDA (K.). — Changements des constantes élastiques des substances ferro-magnétiques par l'aimantation, VII, 549.
- TERADA (T.), HONDA (K.) et ISITANI (D.). — Oscillations secondaires des marées de l'Océan, IX, 103.
- TERESCHIN (S.) et GEORGEVSKY (A.). — Electrification du corps humain, VIII, 291.
- TERGAZARIAN (G.). — Densités orthobares des liquides homologues, IX, 365.
- TERROINE (E.), MAYER (M.) et SCHOEFFER (G.). — Grandeur des granules colloïdaux, VII, 578.
- THIEL et ROEMER. — Partage d'une base entre deux acides, VIII, 858. — Basité et force des acides et des phénols, IX, 542.
- THIESEN (M.). — Résonateur fermé, VIII, 127. — Vitesse du son, VIII, 441.
- THOMASINA (Th.) et SARASIN (E.). — Effet des écrans métalliques sur le rayonnement secondaire de radio-activité induite, VII, 495. — Dédoublement de la courbe de désactivation, VIII, 74.
- THOMSON (J.-J.). — Origine électrique de la radiation des corps chauds, VIII, 501. — Rayons positifs, IX, 270.
- THORNTON (W.-M.). — Mesure des constantes diélectriques, IX, 835.
- THORPE (T.-E.). — Poids atomique du radium, VIII, 785.
- THOULET (J.). — Salure de l'eau de mer. VII, 892. — Composition du lit de l'Océan, VIII, 74-690. — Dissolution des poussières d'origine cosmique dans les eaux de l'Océan, VIII, 928. — Sédiments marins, IX, 974. — Couleur des vases marines, IX, 988.
- THOUVENOT (M.) et MULLER (P.-Th.). — Changements tautomériques décelés à l'aide du pouvoir rotatoire magnétique, IX, 543.
- THOUVENY (L.). — Principe du vol plané, VIII, 692. — Vol ramé, VIII, 958.
- THOVERT. — Dispositif spectrophotométrique, VII, 901. — Spectrophotomètres, VIII, 834, 933. — Photographie des couleurs, VIII, 917.
- THREFFALL (R.). — Essai du sélénium, VIII, 159.
- THROWRIDGE (C.-C.). — Photomètre, VIII, 703. — Propriétés optiques du collodion et du celluloid, VIII, 709.
- THWING (C.-B.). — Emission du cuivre et du fer fondus, VIII, 697.
- TIKHOFF (G.-A.). — Dispersion de la lumière dans l'espace céleste, VII, 395. 600. — Absorption sélective et diffusion de la lumière dans les espaces interstellaires, VIII, 924.
- TISSOT (C.). — Détecteur électrolytique, VII, 37. — Détecteurs basés sur les phénomènes thermoélectriques, VIII, 595. — Détecteur pour la télégraphie de la téléphonie sans fil, VIII, 956. — Stabilité de l'arc IX, 552. — Détecteurs à contacts solides, IX, 887.
- TISSOT (C.) et PELLIN (F.). — Correction de l'astigmatisme des prismes biréfringents, VII, 296. — Réception des signaux horaires radiotélégraphiques, VIII, 117.
- TOBUSCH (H.). — Hystérésis, IX, 62.
- TOEPLER (M.). — Étincelles glissantes sur des lames de mica, VII, 969; VIII, 305. — Aigrettes glissantes sur des liquides, VIII, 383. — Disposition expérimentale pour rendre visible les ondes sonores des étincelles électriques, IX, 440. — Ondes sonores des étincelles oscillantes, IX, 440.
- TOLVER-PRESTON (S.). — Astronomie physique, VII, 808.
- TOMKINS (J.-A.). — Focométrie d'une lentille concave, IX, 107.
- TOMMASINA (T.). — Théorie de la lumière, IX, 619.
- TOOL (A.-Q.) et SKINNER (C.-A.). — Lames minces de métaux magnétiques, VIII, 698; IX, 330.
- TOSI et BELLINI. — Télégraphie sans fil, VIII, 66; IX, 269.
- TOUPLAIN et BORDAS (F.). — Analyse des gaz de l'atmosphère, VIII, 611.
- TOWNSEND (J.-S.). — Charges des ions positifs et négatifs dans les gaz, VIII, 782; IX, 185.
- TRAUBENBERG (R. von) et MONASCH (B.). —

- Mesure d'amortissement, VIII, 306.
- TRAVERS (M.-W.). — Absorption et occlusion, VII, 704. — Absorption de l'eau par le coton, VIII, 202. — Adsorption et occlusion, VIII, 860.
- TRAVERS (M.-W.) et USHER (F.-L.). — Manière dont se comportent certaines substances à leur température critique, VII, 743.
- TRIVELLI (A.-P.-H.) et EYKMAN (P.-H.). — Action de la lumière sur les plaques photographiques, VII, 69.
- TROLLE (B.). — Calcul des couleurs observées sur une lame perpendiculaire à l'axe d'apophyllite, VII, 724.
- TROUTON (F.-B.). — Condensation de la vapeur d'eau sur les surfaces de verre, VIII, 206.
- TROUTON (F.-T.) et RANKINE (A.-O.). — Résistance électrique de la matière en mouvement, VIII, 789.
- TROUTON (T.) et RUSS (S.). — Loi de la reconstitution de la charge résiduelle, VII, 564.
- TROWBRIDGE (A.). — Dispersion du sel gemme, IX, 80.
- TROWBRIDGE (J.). — Phosphorescence produite par les rayons-canaux, VIII, 308. — Tubes pour rayons X, VIII, 308. — Etoiles filantes, VIII, 451. — Rayons positifs, IX, 272, 346, 654.
- TROYMAN (F.). — Spectrophotomètre Hüfner, VII, 560.
- TSAKALOTOS (D.-E.). — Hydrates des acides gras, VIII, 73; — Théorie des bases organiques, VIII, 951.
- TSCHERNING. — Verres orthoscopiques, IX, 544.
- TSCHERNIAVSKI (A.) et GUYE (C.-E.). — Mesure des très hauts potentiels, IX, 973.
- TUCKER (P.-A.) et ROSENHAIN (W.). — Recherches eutectiques, IX, 178.
- TUFTS (F.). — Spectrophotométrie de l'œil, VIII, 56.
- TUGMAN (O.). — Conductibilité des gaz par les cathodes incandescentes, IX, 709.
- TURNBULL (W.). — Aéroplanes, VIII, 45.
- TURNER (T.). — Argent transparent, IX, 178.
- TURNER (T.) et LEVY (D.-M.). — Recuit du cuivre, VIII, 771.
- TURPAIN (A.). — Télégraphie sans fil, VIII, 611, 916.
- TUTTON (A.-E.-H.). — Constantes optiques du gypse, IX, 169.
- TYNDALL (A.-M.) et CHATTOCK (A.-P.). — Décharge d'une pointe électrisée, IX, 252.
- UHLER (H.-S.). — Déviation produite par les prismes, IX, 654, 707.
- ULJANIN (W. von). — Interrupteur à trou, VIII, 297.
- ULLER (K.). — Résistance de déplacement des corps solides dans les gaz, VII, 88. — Transmetteur orienté de Marconi, VIII, 513.
- UPSON (W.-L.). — Arc électrique, VII, 801.
- URBAIN (B.) et JANISCH (G.). — Magnétisme des terres rares, VIII, 689.
- URBAIN (G.). — Recherches sur les terres rares, VII, 225. — Méta-éléments phosphorescents de Sir W. Crookes, VII, 586. — Spectre du dysprosium, VIII, 65. — Lois de l'optimum des phosphorescences cathodiques, VIII, 693. — Analyse spectrographique des blendes, IX, 619. — Analyse magnétochimique des terres rares, IX, 973.
- URBAIN (E.), SCAL (C.) et FEIGE (A.). — Stérilisation de l'eau par l'ultra-violet, IX, 928.
- USHER (G.). — Solubilité de NO, IX, 195.
- USHER (F.-L.) et TRAVERS (M.-W.). — Manière dont se comportent certaines substances à leur température critique, VII, 743.
- VAILLANT (C.). — Radiographie, VIII, 64.
- VAILLANT (P.). — Vitesse d'évaporation, VII, 903; VIII, 61. — Evaporation des solutions aqueuses, VIII, 942. — Lois de l'évaporation, IX, 919. — Cas particulier d'évaporation, IX, 966. — Loi de Stefan, IX, 978.
- VALLET (G.). — Stérilisation de l'eau, IX, 979.
- VAN DE SANDE BAKHUYSEN (H.-G.). — Réfraction astronomique, VIII, 235.
- VARILLA (Ph.-B.). — Lois des pentes de l'eau, VIII, 944.
- VAVON (G.) et HENRIOT (E.). — Radioactivité des sels de potassium, IX, 543.
- VEAZEY et JONES. — Conductibilité et frottement interne des solutions, VIII, 867; IX, 187.
- VEGARD (L.). — Osmose, IX, 256.
- VELEY. — Réactions entre les acides et les méthyloranges, VIII, 864.

- VERNEUIL. — Imitation du saphir, VIII, 685.
- VERSCHAFFELT (J.-E.). — Possibilité de prédire les propriétés des mélanges, VIII, 216.
- VERY (F.-W.). — Température de la lune, VII, 167. — Transparence de l'atmosphère la nuit et le jour, IX, 434.
- VÈZES. — Méthode d'analyse par les courbes de miscibilité, IX, 928.
- VIGNON (L.). — Transport électrique dans les solutions de matières colorantes, IX, 972.
- VIGOUROUX (E.). — Alliages de nickel et de cuivre, IX, 638.
- VILLARD (P.). — Passage de l'électricité dans les gaz, VII, 325. — Les rayons cathodiques et l'aurore boréale, VII, 429. — Génératrice destinée à la télégraphie sans fil, VII, 493. — Phénomènes pseudo-photographiques, VII, 506. — Cause probable des aurores polaires, VIII, 618.
- VALLARD (P.) et ABRAHAM (H.). — Existence de deux potentiels explosifs, IX, 934.
- VINAL (G.-W.) et Cady (W.-G.). — Arc jaillissant entre des électrodes en métal, IX, 655.
- VIOLLE (I.). — Engins grêlifuges, VII, 899. — Orage à grêle, VIII, 605, IX, 981.
- VOEGE (W.). — Nouvelle jauge à vide, VII, 650. — Energie lumineuse et calorifique des lampes à incandescence, VII, 979.
- VOIGT (W.). — Electro-optique, VII, 732. — Phénomène de Zeeman, VIII, 123. — Constantes d'élasticité de l'aragonite, VIII, 125. — Cristaux pléochroïques, paradoxe optique, IX, 438. — Observations magnéto-optiques, IX, 646.
- VOIGT (W.) et KINOSHITA (S.). — Susceptibilité magnétique, VIII, 129.
- VOISIN (G.). — Aéroplane, VIII, 688.
- VONWILLER (O.-V.) et MASON (W.-H.). — Capacité inductive du sélénium très pur, VIII, 159.
- VORLANDER (D.). — Nouvelles substances fluides cristallisées, VII, 730. — Cristaux liquides, VIII, 838.
- VREELAND (F.-K.). — Oscillateur électrique à ondes sinusoïdales, VIII, 709.
- VRIES (O. de). — Lois de la stochiométrie, IX, 191.
- WAALS (J.-D. van der). — Surface ψ pour des mélanges binaires, VII, 307; VIII, 215. — Forme de l'isotherme empirique dans la condensation d'un mélange binaire, VII, 308. — Longueur d'onde des rayons Röntgen, VII, 412. — Théorie des mélanges binaires, IX, 848.
- WAALS (Junior) (J.-D. van der). — Valeur de la self-induction dans la théorie des électrons, VIII, 226. — Longueur d'onde des rayons Röntgen, VIII, 227. — Loi de l'attraction de doublets électriques, IX, 858.
- WACKER (F.). — Gravitation et électromagnétisme, VII, 548.
- WAETZMANN (E.). — Sons de combinaison, VII, 796. — Théorie de la résonance de Helmholtz, VII, 980. — Sons dans l'arc chantant, VII, 981.
- WAGGONER (C.-W.). — Phosphorescence de courte durée, VIII, 708. — Effet d'un abaissement de température sur les alliages fer-carbone, IX, 705.
- WAGNER (E.). — Rang des métaux dans la série des tensions thermoélectriques, IX, 95.
- WAIDNER (C.) et BURGESS (G.). — Echelle pour les températures élevées, VIII, 48. — Température de fusion du platine, VIII, 926.
- WALD. — Lois stochiométriques, IX, 535.
- WALDEN. — Pouvoir dissolvant et constante diélectrique, VIII, 867.
- WALFRID EKMAN (V.). — Résonance par le rayonnement, VIII, 124, 131.
- WALKER (J.). — Constantes d'affinité des électrolytes amphotères, VII, 708. — Vitesses de saponification, VII, 709.
- WALLACE (R.-J.). — Filtres de radiations pour la photographie astronomique, VII, 165. — Recherches sensitométriques, VIII, 453; IX, 418.
- WALLACE (R.-J.) et LEMON H.-B.). — Photométrie photographique, IX, 430.
- WALLERANT (F.). — Liquides cristallisés biaxes, VIII, 949.
- WALTER (B.). — Polarisation des plaques photographiques, IX, 81. — Loi d'absorption de Röntgen, IX, 97.
- WALTER (L.-H.). — Détecteur d'ondes au tantale, IX, 167.

- WALTER (B.) et POHL (R.). — Diffraction des rayons de Röntgen, VIII, 383.
- WARBURG (E.) et LEITHAUSER (G.). — Action de l'effluve sur l'air atmosphérique, VII, 404. Mesures de puissance sur les ozoniseurs, IX, 441. — Ozonisation de l'oxygène et de l'air, IX, 441.
- WARBURG (E.), LEITHAUSER et JOHANSEN (E.). — Bolomètre dans le vide, VIII, 420.
- WARTENBERG. — Calcul des équilibres entre carbures d'hydrogène, VIII, 862.
- WARYNSKI (T.) et TCHEICHWILL (P.). — Réduction des solutions sulfuriques de permanganate de potassium en présence de sels minéraux, IX, 367.
- WATSON (J.-A.) et ARMSTRONG (H.-E.). — Hydrolyse de l'acétate de méthyle, VIII, 214.
- WATSON (H.-E.). — Spectre des constituants les plus légers de l'air, IX, 173. — Spectre de l'hydrogène, IX, 782.
- WATTEVILLE (C. de) et GRAMONT (A. de). — Spectre ultra-violet du silicium, VIII, 601. — Spectre ultra-violet des bandes du phosphore, IX, 550.
- WATTEVILLE (C. de) et HEMSALECH (G.-A.). — Spectres de flamme par voie électrique, VII, 583. — Etude spectroscopique de flammes, VIII, 58. — Spectre de flamme du calcium, VIII, 600; IX, 633, 637. — Spectre de flamme à haute température du fer, IX, 923.
- WEBB (H.-W.). — Oscillateurs et récepteurs hertiens, VIII, 742.
- WEBB (H.-W.) et PEGRAM (G.-B.). — Chaleur développée dans l'oxyde de thorium par sa radioactivité, VIII, 704.
- WEBB (H.) et WOODMANN (L.). — Vibreur et récepteur pour oscillations électriques rapides, IX, 708.
- WEBER (C.-L.). — Relation entre la température de fusion et la dilatation des métaux, VII, 324.
- WEBER (R.-H.). — Mouvement des surfaces libres capillaires, IX, 68.
- WEBSTER (A.) et ROSANOFF (M.). — Gaz parfait, IX, 711.
- WEDEKIND (E.). — Combinaisons magnétiques d'éléments non magnétiques, VII, 731.
- WEHNELT (A.) et JENTZSCH (F.). — Energie de l'émission d'électrons par les corps inanescents, IX, 450.
- WEHNELT. — Cathode dans un vide avancé, IX, 647.
- WEIGERT (F.). — Actions chimiques de la lumière, VIII, 79. — Explication thermodynamique des processus photochimiques, IX, 538.
- WEINBERG (B.). — Frottement interne de la glace, VII, 247. — Cristaux liquides, VII, 733. — Cristallisation de l'eau surfondue, VIII, 38-836. — Conservation des grêlons, IX, 771.
- WEISS (H.). — Ondes électriques dans les fils enveloppes d'un diélectrique, IX, 452.
- WEISS (P.). — Intensité d'aimantation à saturation du fer et du nickel, VII, 581. — Chaleur spécifique et champ moléculaire, VII, 587. — Mesure de l'intensité d'aimantation à saturation en valeur absolue, IX, 373.
- WEISS (P.) et COTTON (A.). — Rapport $\frac{e}{m}$, VIII, 686.
- WEISS (P.) et KAMERLINGH-ONNES (H.). — Aimantation aux très basses températures, IX, 555.
- WEISS (P.) et BECK (P.-N.). — Chaleur spécifique et champ moléculaire des substances ferro-magnétiques, VII, 249.
- WEISS (P.), COTTON (A.) et MOUTON (H.). — Phénomène de Majorana, VII, 491.
- WEISS (P.) et PLANER (V.). — Hystérèse dans les champs tournants, VII, 5.
- WELLISCH (E.-M.). — Passage de l'électricité à travers les mélanges gazeux, IX, 838. — Mobilité des ions, IX, 778.
- WELLISCH (E.-M.), POLLOCK (J.-A.) et RANCLAUD (A.-B.-B.). — Rallumage de l'arc au charbon, IX, 343.
- WELLS (R.-T.). — Induction dans des cylindres métalliques, VIII, 700. — Impédance du récepteur téléphonique, IX, 702.
- WENTWORTH (H.) et GOODWIN (H.). — Ionisation des sels fondus, VIII, 42.
- WERNER (A.). — Etablissement et amortissement de bandes de phosphorescence isolées, VII, 794.
- WERSTENSTEIN (A.). — Activité induite du radium, IX, 550. — Parcours des projections radioactives, IX, 974.
- WERTHEIM-SALOMONSON (A.). — Mesure

- des courants alternatifs faibles, VII, 648. — Nouveau galvanomètre, VIII, 513.
- WESENDONK (K.). — Distance explosive, VIII, 521.
- WESENDONK (R. von). — Entropie, VII, 977. — Théorie de Boltzmann sur les chocs, VII, 977. — Consonance de deux sons simples, VII, 984. — Spectre de Swan, IX, 648.
- WESTPHAL (W.). — Mesure du potentiel dans la région obscure, IX, 91.
- WHEELER (E.) et ARMSTRONG (H.-E.). — Activité hydrolytique, IX, 170.
- WHETHAM (W.-C.-D.) et PAINE (H.-H.). — Propriétés électrolytiques des solutions diluées, IX, 169.
- WHITE (W.-P.). — Constance des éléments thermoélectriques, VII, 980. — Potentiomètre pour mesures thermoélectriques, VIII, 54. — Détermination des points de fusion, IX, 656. — Chaleurs spécifiques des silicates et du platine, IX, 656. — Chaleurs spécifiques à haute température, IX, 707.
- WHITTAKER (E.-T.). — Théorie de la capillarité, IX, 168.
- WYMPER (R.). — Hydrolyse du sucre, VIII, 214.
- WHYMPER (R.) et CALDWELL (R.-J.). — Détermination du pouvoir rotatoire, IX, 171. — Influence sur le pouvoir rotatoire du sucre en solution, de l'addition de divers sels, IX, 171.
- WICK (F.). — Pouvoir absorbant et fluorescence de la résorufine, VIII, 46-297. — Pouvoir thermoélectrique du couple cuivre-silicium, VIII, 55. — Propriétés électriques du silicium, VIII, 705-708.
- WIEBE (H.-F.). — Relation entre la température de fusion et la dilatation des métaux, VII, 324.
- WIEGNER et HANTZSCH (A.). — Vitesses d'absorption entre les solides et les gaz, VIII, 864.
- WIEMERS (F.). — Recherches osmotiques sur les haloïdes alcalins, IX, 97.
- WIEN (M.). — Longueur d'impulsion des rayons de Röntgen, VII, 77. — Entropie des lignes spectrales, VII, 958. — Désaccord des systèmes couplés, VIII, 370. — Amortissement des oscillations, VIII, 382; IX, 640.
- WIEN (M.) et STRASSER (B.). — Effet Doppler des rayons canal, VII, 727.
- WIEN (M.) et ZENNECK (J.). — Photographies spectrales, VII, 972.
- WIEN (W.). — Rayons positifs, IX, 95.
- WIGAND (A.). — Loi de Dulong et Petit, VII, 981; VIII, 132; IX, 642. — Anomalies du soufre liquide, IX, 535.
- WILD (A.) et PELET-JOLIVET (L.). — Matières colorantes en solution, VIII, 682.
- WILIP (J.) et GALITZINE (Prince). — Principe de Doppler, VIII, 450.
- WILLIAMS (E.-H.) et TAYLOR (A.-H.). — Boîtes de résistance, VIII, 701.
- WILLIAMS (S.-R.). — Dispersion anormale, VIII, 701.
- WILLIAMS (S.-R.) et NICHOLS (E.-F.). — Galvanomètre cuirassé, VIII, 708.
- WILLOWS (R.-S.). — Résistance électrique des alliages, VIII, 512.
- WILLS (A.-P.). — Analogie des champs hydrodynamiques et magnétiques, VIII, 698.
- WILSON (C.-T.-R.). — Mesure du gradient de potentiel électrique de l'atmosphère, VIII, 792. — Théorie de l'électricité des orages, IX, 348.
- WILSON (E.). — Effets de la self-induction sur un cylindre de fer, VII, 705; VIII, 786. — Décharge négative du platine chaud, VIII, 787.
- WILSON (E.), WINSON (V.-H.) et O'DELL (G.-F.). — Influence du magnétisme sur les alliages de fer, VIII, 792.
- WILSON (H.-A.). — Effet de l'hydrogène sur la décharge d'électricité négative provenant du platine chaud, VIII, 787; IX, 776. — Radiation d'un corps noir, IX, 781. — Essai pour découvrir quelques effets électro-optiques, IX, 783. — Induction électrostatique à travers des isolants solides, IX, 834. — Effet d'un champ magnétique sur la conductibilité des flammes, IX, 841.
- WILSON (H.-A.) et MARTYN (G.-H.). — Vitesse de rotation de la décharge électrique dans un champ magnétique, VIII, 208.
- WILSON (H.-A.) et MYERS (C.-S.). — Perception de la direction du son, VIII, 784.
- WILSON (W.). — Produits radioactifs présents dans l'atmosphère, IX, 342. — Ionisation naturelle en vase clos, IX, 338. — Absorption des rayons β homogènes par la matière, IX, 843.

- WINCHFSTER (G.) et MILLIKAND (R.-H.). — Sensibilité photoélectrique des métaux, VIII, 500.
- WINCHESTER (G.). — Décharge des métaux éclairés par la lumière ultraviolette, VIII, 51.
- WIND (C.-H.). — Origine des rayons Röntgen, VIII, 228.
- WINKELMANN (A.). — Diffusion de l'hydrogène à travers le fer, VII, 920. — Diffraction de la lumière à travers les réseaux, IX, 437.
- WINSON (V.-H.), WILSON (E.) et O'DELL (G.-F.). — Effets du magnétisme sur les alliages de fer, VIII, 792.
- WINTER (W.). — Antenne reliée à un pôle du secondaire d'un transformateur de Tesla, VIII, 301.
- WITTE (H.). — Explication des phénomènes électriques, IX, 59.
- WITZ (A.). — Etude dynamique des moteurs, VIII, 602. — Moteurs à combustion lente, IX, 630.
- WOGAN (M. von). — Diffusion des métaux dans le mercure, VII, 411.
- WÖHLER (L.) et WÖHLER (P.). — Dissociation des oxydes de chrome, IX, 492.
- WÖHLER (L.), PLUDDMANN et WÖHLER (P.). — Production d'acide sulfurique par le procédé de contact, IX, 195.
- WOLD (P.-I.). — Etalons au cadmium, VIII, 710; IX, 701.
- WOLOGDINE. — Propriétés magnétiques de quelques composés du fer, VIII, 936.
- WOLOGDINE (P.) et LE CHATELIER (H.). — Densité du graphite, VII, 891.
- WOLTERECK (H.-C.). — Température de dissociation de AzH^3 et CO, VIII, 607.
- WOMMELSDORF (H.). — Machines à influence, VII, 962-963; VIII, 129.
- WOOD (R.-W.). — Fluorescence de la vapeur de sodium, VII, 536, VIII, 704. — Rotation magnétique de la vapeur de sodium, VII, 802. — Maxima secondaires des spectres des réseaux, VII, 811. — Rayonnement du bec Auer, VIII, 47. — Lois de la répartition des raies, VIII, 292. — Modification d'une bande d'absorption par la présence d'un gaz étranger, VIII, 449. — Dispersion rotatoire magnétique anormale du néodyme, IX, 109-648. — Existence d'électrons positifs dans l'atome du sodium, IX, 111, 646. — Spectre de résonance de la vapeur de sodium, IX, 249. — Émission de lumière polarisée par les gaz fluorescents, IX, 255. — Absorption par fluorescence, IX, 333. — Spectre du sodium, IX, 334. — Photographie des spectres très faibles, IX, 417. — Fluorescence polarisée des vapeurs métalliques, IX, 419. — Série complète de Balmer dans le spectre du sodium, IX, 428-702. — Télescope réflecteur, IX, 431.
- WOOD (R.-W.) et CARTER (T.-S.). — Spectres de fluorescence de la vapeur de potassium, VIII, 706.
- WOOD (R.-W.) et GUTHRIE (D.-V.). — Spectres ultra-violettes d'absorption de certaines vapeurs métalliques, IX, 432.
- WOODMANN (L.) et WEBB (H.). — Vibreur et récepteur pour oscillations électriques rapides, IX, 708.
- WÖRMANN (A.). — Chaleur de neutralisation, VII, 588.
- WOUDSTRA. — Argent colloïdal, VIII, 867; IX, 540.
- WREDE (F.) et RICHARDS (W.). — Température de transformation du $MCl^2 + 4H^2O$, VIII, 861.
- WRIGHT (C.-S.). — Variations dans la conductibilité de l'air enfermé dans des récepteurs métalliques, IX, 340.
- WRIGHT (F.-E.). — Télémètre, VIII, 317.
- WRIGHT (F.-E.) et LARSEN (E.-S.). — Quartz employé comme thermomètre géologique, IX, 654.
- WRIGHT et LENNAN (Mc). — Susceptibilité des solutions de mélanges de sels, VIII, 45.
- WROCZINSKI (A.). — Théorie de l'action mutuelle des corps en dissolution, IX, 366.
- WROCZINSKI (A.) et BRINER (E.). — Décomposition de l'oxyde d'azote, IX, 637. — Décomposition de l'oxyde de carbone, IX, 987.
- WULF E.). — Electromètre pour charges statiques, VIII, 516-526.
- WUNDT (W.). — Température du Soleil, VII, 643.
- YOUNG (F.-B.). — Champ à la pointe d'une aiguille électrisée, VII, 564.
- YOUNG (S.). — Tension de vapeur d'un liquide pur à température constante, VII, 230. — Opalescence dans

- les fluides près de la température critique, VII, 744. — Densités des vapeurs saturantes, VIII, 5.
- ZACHARIADES (N.) et GUYE (Ph.-A.). — Réduction des pesées au vide, IX, 618.
- ZAVRIEFF (D.). — Dissociation de CO^3Ca , VII, 563.
- ZAWIDZKI (I. von) et CENTNERSZWER. — Mélange et séparation rétrograde, VII, 919.
- ZEBRIKOFF et GUYE (C.-E.). — Arc à courant continu entre électrodes métalliques, VII, 486; VIII, 298.
- ZEEMAN (P.). — Décomposition magnétique des raies spectrales, VIII, 233. — Changement de longueur d'onde de la raie médiane d'un triplet dans un champ magnétique, IX, 863.
- ZEHNDER (L.). — Polarimètre à pénombre, IX, 79.
- ZELENY (A.). — Mesure du coefficient de self-induction, VIII, 44. — Couples thermo-électrique, VIII, 706.
- ZELENY (A.) et ANDREWS (A.-P.). — Capacité des condensateurs en papier, VIII, 705.
- ZELENY (A.) et HOVDA (O.). — Coefficient de température du galvanomètre, IX, 704.
- ZELENY (J.). — Décharge par les pointes, VIII, 54, 696-702.
- ZELENY (J.) et SMITH (R.). — Tension de vapeur de CO^2 aux basses températures, VII, 662; VIII, 41.
- ZELENY (J.) et ZELENY (A.). — Température d'un mélange d'anhydride carbonique avec l'éther et l'alcool, VII, 726.
- ZEMPLÉN (G.). — Tension superficielle des dissolutions aqueuses, VII, 246. — Frottement interne des gaz, VII, 246. — Galvanomètre à corde pour l'étude des courants alternatifs, VIII, 524.
- ZENNECK (J.). — Télégraphie sans fil, VII, 968; IX, 641.
- ZERNOV (W.). — Mesures absolues de l'intensité du son, VIII, 444.
- ZIMMERN (A.) et HEMSALECH (G.-A.). — Etincelle de résonateur, VIII, 936.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS L'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DES TOMES VII, VIII ET IX DE LA 4^e SÉRIE.

Généralités. — Métrologie. — Mécanique et Pesanteur.

UNITÉS. — *Lavaux*. Unités mécaniques, VIII, 849. — *Baillehache*. Unités dynamiques du système métrique, IX, 323.

LONGUEURS. — *Guillet*. Mesure électrique de petites longueurs, VII, 900.

MASSES. DENSITÉS. — *Benoît*. Volume du kilogramme d'eau, VII, 586; Le concept de la masse dans l'enseignement de la physique, VII, 703. — *Le Chatelier et Wologdine*. Densité du graphite, VII, 891. — *Spring*. Densité et état allotropique de quelques variétés de soufre, VII, 915. — *Goodwin et Mailey*. Densité des sels fondus, VIII, 57, 695. — *Lorenz, Frei et Jabs*. Densité des sels fondus et de leurs mélanges, VIII, 864. — *Schlett*. Variation de la densité du Pt et du Ni, IX, 58. — *Ter Gazarian*. Densités orthobares des liquides homologues, IX, 365. — *Roth*. Densité de la glace, IX, 538. — *Guye et Zachariades*. Réduction des pesées au vide, IX, 618. — *Larsen*. Relation entre l'indice de réfraction et la densité de quelques silicates, IX, 656. — *Steele et Grant*. Microbalances, IX, 841. — *Carpentier*. Petite balance de précision, IX, 916. — *Lippmann*. Frein pour balance, IX, 994.

ANGLES. — *Gonesstat et Fayet*. Méthode de Lœvy pour les cercles divisés, VII, 486.

TEMPS. — *Bouquet de la Grye*. Détermination de l'heure par la télégraphie sans fil, VII, 906. — *Bigourdan*. Soustraction des horloges astronomiques à l'influence des variations de la pression atmosphérique, IX, 623. — *Claude, Ferrié et Driencourt*. Comparaison des pendules au moyen de signaux radiotélégraphiques, IX, 923.

PRESSIONS. — *Pérot*. Application de la loi de Poiseuille à la mesure de pressions élevées, VII, 581. — *Roberts*. Micromanomètre compensé, VII, 719. — *Reiff*. Manomètre à compression, VII, 976. — *Lafay*. Mesure des pressions élevées par la variation de résistivité, IX, 617, 634. — *Carpentier*. Baromètre isotherme, IX, 631.

MÉCANIQUE GÉNÉRALE. — *Einstein*. Principe de relativité, VII, 401, 412. — *Farkas*. Id. VII, 977. — *Lummer et Schuefer*. Principe de d'Alembert, VII, 544. — *Smirnoff*. Détermination du point central, VII, 739. — *Lorentz*. Théorie des roues à palette, VII, 976. — *Mises*. Id., VII, 980. — *Mallik*. Problème du potentiel, IX, 100. —

Meadowcroft. Courbure et torsion d'une hélice sur un cylindre et sur une surface de révolution, IX, 100. — *Brillouin*. Fonctions données par leur valeur sur une partie de la frontière et leur dérivée sur le reste, IX, 926. — *Onivet*. Mouvement d'un projectile sphérique pesant dans l'air, IX, 982. — *Pétol*. Mode d'action des roues motrices, IX, 974,

PESANTEUR. GRAVITATION. — *Féry*. Entretien électrique des pendules, VII, 520. — *Wacker*. Gravitation et électromagnétisme, VII, 548. — *Southern*s. Influence de la température sur la gravité, VII, 718. — *Rosing*. Définition newtonnienne de la masse, VII, 739. — *Shedd* et *Birchby*. Etude théorique du pendule réversible, VII, 53. — *Duhem*. Loi de la chute des graves, VIII, 64. — *Schreter*. Détermination de *g*. VIII, 297. — *Pockels*. Variation du poids des sabliers pendant la chute des grains de sable, VIII, 307. — *Bumstead*. Problème de dynamique et de gravitation, VIII, 318. — *Keller*. Réaction de l'éther sur la matière comme cause de la gravitation universelle, VIII, 684. — *Wills*. Variante de l'hypothèse de Bjerkness, VIII, 698. — *Barus*. Coïncidences pendulaires déterminées par des renforcements d'ombres, VIII, 699. — *Burton*. Théorie modifiée de la gravitation, IX, 336. — *Crémieu*. Détermination de la constante newtonnienne, IX, 622; Erreur systématique dans l'expérience de Cavendish, IX, 970. — *Pellat*. Pendule composé, IX, 624.

HYDROSTATIQUE. — *Korteweg*. Etats d'équilibre des corps flottants, VII, 315. — *Crémieu*. Diminution du roulis, VII, 895. — *Loffler*. Particules en suspension et poussée hydrostatique, VII, 960.

HYDRODYNAMIQUE. — *Boussinesq*. Ecoulement en déversoir, VII, 481, 903. — *Kahn*. Appareil de cours pour l'hydrodynamique, VII, 532. — *Tereda*. Oscillations d'un flotteur, VII, 734. — *Ladenburg*. Mouvement d'une sphère dans un liquide visqueux, VII, 960. — *Sakulka*. Solides pulvérulents vis-à-vis des liquides et des gaz en mouvement, VIII, 389. — *Bernard*. Formation de centres de giration à l'arrière d'un obstacle en mouvement, VIII, 683. — *Varilla*. Loi des pentes de l'eau dans un canal, VIII, 944. — *Monneret*. Mouvement d'un liquide dans un tube, IX, 974.

AÉRODYNAMIQUE. — *Uller*. Résistance au déplacement des solides dans les gaz et les liquides, VII, 88. — *Mathias*. Physique des courants d'air, VIII, 463. — *Jouquet*. Résistance de l'air, VII, 567. — *Prandtl*. Ecoulement des gaz et des vapeurs, VII, 972. — *Becker*. Frottement interne et densité de la flamme du bec Bunsen, VIII, 139; Résistance de l'air, VIII, 140. — *Mællock*. Projectile dans l'air, VIII, 205, 213. — *Ruckes*. Ecoulement de l'air comprimé par des tubes capillaires, VIII, 391. — *Prytz*. Corps poreux faisant conduite de gaz, VIII, 528. — *Brillouin*. Résistance des fluides, VIII, 684. — *Grindley* et *Gibson*. Résistance de frottement dans l'écoulement de l'air à travers un tube, VIII, 778. — *Rateau*. Recherches aérodynamiques, VIII, 958. — *Elévé*. Coefficient de résistance de l'air, VIII, 934. — *Eger*. Ecoulement du gaz à travers les tubes capillaires, IX, 93. — *Fisher*. Id., IX, 711. — *Knudsen*. Ecoulement des gaz, IX, 442, 456. — *Rateau*. Poussée de l'air sur une surface, IX, 549. — *Elévé*. Autorotation, IX, 923. — *Lafay*. Modification de la résistance de l'air par des rugosités, IX, 986.

AÉROSTATS, AÉROPLANES. — *Bréguet* et *Richet*. Gyroplane, VII, 567. — *Bréguet*. Rendement des hélices de propulsion dans l'air, VII, 892. — *Farman*. Essai méthodique d'un aéroplane cellulaire, VII, 892. — *Turnbull*. Formes et stabilité des aéroplanes, VIII, 45. — *Girardville*. Théorie de l'aéroplane, VIII, 58. — *Bouttieaux*. Ballons dirigeables, VIII, 58. — *Amans*. Planement des oiseaux,

VIII, 60. — *Deprez*. Id., VIII, 60. — *Renard*. Virage des aéroplanes, VIII, 68; Façon de parcourir dans un aéronef un itinéraire rectiligne, IX, 993. — *Bertin*. Stabilité transversale pendant la giration, VIII, 393. — *Soreau*. Poids utile des aéroplanes, VIII, 595. — *Esclangou*. Vol plané sans force motrice, VIII, 607. — *Voisin*. Aéroplane, VIII, 688. — *Thouveny*. Principe du vol à voile, VIII, 692. — *Radiot*. Modèle spécial de ballon, VIII, 693. — *Berget*. Formule de vitesse applicable à la propulsion dans l'air, VIII, 918. — *Lecornu*. Statique graphique de l'aéroplane, VIII, 930. — *Arnoux*. Hélices aériennes, VIII, 930. — *Drzewiecki*. Equations fondamentales pour l'étude des aéroplanes, VIII, 934. — *Caron*. Surface portante, VIII, 946. — *Thouveny*. Vol ramé, VIII, 958. — *Drzewski*. Calcul des hélices aériennes, IX, 615. — *Lecornu*. Volant des moteurs d'aviation, IX, 635. — *Bull*. Inclinaison du voile de l'aile de l'insecte pendant le vol, IX, 917. — *Carpentier*. Stabilisateur automatique pour aéroplane, IX, 969. — *Arnoux*. Equilibre longitudinal et courbures des surfaces portantes des aéroplanes, IX, 969. — *Soreau*. Poussée sur la surface portante, IX, 992.

TECHNIQUE DE LABORATOIRE. — *Abraham*. Synchronoscope à réflexions multiples, VII, 488. — *Denayrouze*. Emploi des hydrocarbures lourds pour l'éclairage, VII, 581. — *Woegé*. Nouvelle jauge à vide, VII, 650. — *A. Henry*. Production de vide à l'aide de la chaux, VIII, 33. — *Negreanu*. Méthode stroboscopique, VIII, 236. — *Reiff*. Etiquettes lumineuses, VIII, 302. — *Guillet*. Autobalistique répétiteur, VIII, 596. — *Carman*. Volumétre différentiel, VIII, 701. — *Chattawan*. Dépôt de cuivre sur le verre, VIII, 777. — *Ringelmann*. Dynamomètre pour essais de moteurs à grande vitesse angulaire, VIII, 917. — *Heit*. Compas enregistreur, VIII, 951. — *Klein*. Pompe à mercure automatique, IX, 44. — *Pérot*. Protection de l'argenteure des miroirs, IX, 622. — *Schoop*. Nouveau principe de métallisation, IX, 977.

Physique moléculaire.

ACTIONS MOLÉCULAIRES. — *Amagat*. Pression intérieure des fluides et loi de l'attraction intermoléculaire, VIII, 617. — *Sutherland*. Diamètres moléculaires, IX, 344; Origine de l'attraction moléculaire, IX, 348. — *Spence*. Nombre de molécules par centimètre cube d'or de Pt, d'Ag, IX, 704.

MOUVEMENT BROWNIEN. — *Langevin*. Mouvement brownien, VII, 901. — *Perrin*. Agitation moléculaire et mouvement brownien, VIII, 67, 609; IX, 5, 615. — *V. Henri*. Mouvement brownien, VIII, 599. — *Duclaux*. Id., VIII, 599. — *Chaudesaigues*. Mouvement brownien et formule d'Einstein, VIII, 687. — *J. Perrin* et *Dabrowski*. Mouvement brownien et constantes moléculaires, VIII, 614.

PROPRIÉTÉS DES SOLIDES. — *Weinberg*. Frottement interne de la glace, VII, 247. — *Deeley*. Viscosité de la glace, IX, 176. — *Rohloff* et *Sihnjo*. Etats solide et liquide de la gélatine, VII, 983. — *Kurth*. Dureté, VII, 983. — *Weinberg*. Cristallisation de l'eau surfondue, VIII, 38, VIII, 836. — *Marc*. Cristallisation dans les solutions aqueuses, VIII, 863. — *Heyl*. Coefficient de frottement de la matière traversée par un courant, VIII, 56. — *Charron*. Frottement entre solides, VIII, 69. — *Beilby*. Etat trempé et doux des métaux ductiles, VIII, 210. — *Parsons*. Le carbone aux températures et pressions élevées, VIII, 212. — *Orlow*. Bulle de poix noire, VIII, 293. — *Lohnstein*. Adhérence des solides, VIII, 386. — *Joffé*. Viscosité élastique du quartz cristallisé, VIII, 392. — *Marcelin*. Cristallisation spontanée, VIII, 934. — *Kowbatow*. L'état solide, IX, 364. — *Gernez*. Changement qu'éprouvent les cristaux de sulfate de sodium heptahydraté au contact

des cristaux du décahydrate, IX, 543. — *Guye et Freedericksz*. Frottement intérieur des solides aux basses températures, IX, 632. — *Guye et Schapper*. Id. IX, 974. — *Meyer*. Dureté, IX, 642.

ÉLASTICITÉ. — *Gruneisen*. Modules d'élasticité, VII, 78. — Constantes élastiques des métaux, VIII, 386. — *Bentón*. Force et élasticité d'un fil d'araignée, VII, 479. — *Kyrillaf*. Module d'Young, VII, 737. — *Korn*. Théorie de l'élasticité, VII, 903. — *Bearce*. Module d'élasticité au voisinage de la limite d'élasticité, VIII, 43. — *Pellet*. Magnétisme et torsion, VIII, 110. — *Voigt*. Constantes d'élasticité de l'aragonite, VIII, 125. — *Rieger*. Élasticité des solutions de gélatine, VIII, 290. — *Meyer*. Calcul de la courbure des tiges dont la substance ne suit pas la loi de Hooke, VIII, 302. — *Korn*. Problème des efforts dans la théorie de l'élasticité, VIII, 693. — *Dinnik*. Limite d'élasticité, VIII, 836. — *Tobush*. Résidus d'élasticité et d'aimantation, IX, 62. — *Barton*. Rupture des matériaux, IX, 102. — *Karman*. Résistance à la courbure des tiges rectilignes, IX, 647. — *Roebuck*. Résistance des tubes de verre aux pressions élevées, IX, 704. — *Malloch*. Utilisation de l'énergie dans les ressorts, IX, 832. — *Poynting*. Cisaillement et allongement des fils chargés quand ils sont tordus, IX, 839. — *Boudouard*. Essai des matériaux par l'étude de l'amortissement des mouvements vibratoires, IX, 967. — *Le Roux*. Flexion, IX, 991.

ACIERS. — *Guillet*. Aciers au tantale, VII, 492. — *Hancock*. Aciers au nickel soumis à des surtensions, VII, 563. — *Malloch*. Essai d'aciers, VII, 720. — *Hancock*. Effet d'efforts superposés sur les propriétés élastiques de l'acier, IX, 109; Épreuves de matériaux soumis à des efforts superposés, IX, 274. — *Barus*. Détrempe séculaire des aciers trempés, IX, 714. — *Brant*. Id., IX, 714. — *Bairstow*. Limites élastiques du fer et de l'acier, IX, 836.

CRISTAUX LIQUIDES. — *Quincke*. Transition entre l'état liquide et l'état solide, VII, 706. — *Vorlander*. Nouvelles substances fluides cristallisées, VII, 730; Figures de polarisation des cristaux liquides, VIII, 858. — *Weinberg*. Possibilité théorique de l'existence de cristaux liquides, VII, 733. — *Lehmann*. Cristaux liquides, VII, 972, 713; Historique, VIII, 387. — *Fuchs*. Id., VII, 985. — *Bose*. Emulsions et relations avec les liquides cristallins, VIII, 520. — *Gaubert*. Cristaux liquides des éthers-sels de l'éryostérine, VIII, 608; Forme dominante des cristaux et des solutions solides, VIII, 613; Cristaux liquides, IX, 619. — *Wallerant*. Liquides cristallisés biaxes, VIII, 949. — *Reinitzer*. Histoire des cristaux liquides, IX, 87. — *Lehmann*, Rem., IX, 97.

ÉLASTICITÉ DES FLUIDES. — *Lauer et Tammann*. Élasticité de déformation des fluides, IX, 533.

CAPILLARITÉ. — *Gerrit Bakker*. Couche capillaire et théorie de l'ébullition, VII, 203; Couches minces et petites gouttes de liquide, VIII, 81; Mécanique de la couche capillaire, VIII, 123, 127; IX, 409; Tension superficielle des taches noires et épaisseur des lames liquides, VIII, 866. — *Fuchs*. Id., VII, 967. — *Gerrit Bakker*. Membranes minces et gouttelettes de liquides, IX, 56; Théorie des forces de surface, IX, 243, 749. — *Lohnstein*. Formation des gouttes, VII, 242. — *Kohraush*. Détermination de la tension superficielle, VII, 245. — *Feustel*. Constantes capillaires, VII, 245. — *Kucera*. Remarque, VII, 246. — *Forch*. Tension superficielle des liquides organiques, VII, 246. — *Zemplen*. Id. des dissolutions aqueuses, VII, 246. — *Lippmann*. Phénomène analogue à la caléfaction, VII, 490. — *Milner*. Concentration à la surface et formation des lames liquides, VII, 552. — *Grumnach*. Air et oxygène liquides, VII, 727; Tension superficielle

des mélanges d'eau et d'acide acétique, IX, 445. — *Raman*. Détermination de la tension superficielle par la méthode de la courbure, VII, 813. — *Renard et Guye*. Mesures de tensions superficielles à l'air libre, VII, 910. — *Antonow*. Tension superficielle de solutions dans la zone critique, VII, 913; à la limite de deux couches, VII, 914. — *Guye*. Unité de tension superficielle, VII, 916. — *Dauzère*. Solidification cellulaire, VII, 930. — *Bakker*. Couche capillaire courbe, VII, 960. — *Miculescu*. Mesure du diamètre des tubes capillaires, VIII, 236. — *Pedersen*. Tension superficielle des liquides, VIII, 772. — *Bose*. Tensions partielles des mélanges binaires, VIII, 320; propriétés des émulsions, VII, 981; VIII, 520. — *Richards et Mathews*. Compressibilité, tension superficielle et autres propriétés, VIII, 864. — *Weber*. Mouvement des surfaces libres capillaires, IX, 69. — *Whittaker*. Théorie de la capillarité, IX, 168. — *Livingstone, Morgan et Stevenson*. Poids moléculaires et températures critiques par le poids des gouttes, IX, 533; Poids des gouttes et loi de Tate, IX, 533. — *Bohr*. Tension superficielle de l'eau, IX, 777.

VISCOSITÉ DES LIQUIDES. — *Glaser*. Validité de la loi de Poiseuille, VII, 74. — *Reiger*. Id. VII, 247. — *Gelman*. Viscosité des systèmes à deux composants liquides, VII, 230; de quelques solutions salines, VII, 913. — *Schall*. Viscosité des dissolutions de thymol en surfusion, VII, 660. — *Haffner*. Frottement interne des solutions alcooliques, VII, 666. — *Tsakalatos*. Viscosité des hydrates des acides gras, VIII, 73. — *Sutherland*. Viscosité des solutions, VIII, 498. — *Brillouin*. Résistance des fluides, VIII, 685. — *Goodwin et Mailey*. Sels fondus, VIII, 57, 695. — *Gurney*. Viscosité de l'eau pour de très faibles déplacements, VIII, 696; rigidité superficielle de l'eau, VIII, 696. — *Fawsit*. Viscosité aux températures élevées, VIII, 784. — *Tsakalatos*. Théorie des bases organiques d'après la viscosité de leurs solutions, VIII, 951. — *Pedersen*. Frottement interne de certains éthers gazeux isomères, VIII, 53. — *Ladenburg*. Influence du frottement sur les oscillations d'une sphère remplie de liquide, IX, 86. — *Rotinjans*. Viscosité du soufre liquide, IX, 195. — *Getmann*. Viscosité et volume ionique, IX, 368. — *Dutoit et Dupertuis*. Viscosité et conductibilité limite, IX, 371. — *Woudstra*. Frottement interne des solutions d'argent colloïdal, IX, 540. — *Bose et Conrat*. Anomalies de la viscosité, IX, 650. — *Harrison*. Diminution des ondes superficielles produites par la superposition d'une couche de fluide visqueux, IX, 836.

VISCOSITÉ DES GAZ. — *Zemlen*. Frottement interne du gaz, VII, 246. — *Fisher*. Viscosité des gaz, VIII, 47; IX, 700; Variation avec la température, IX, 708. — *Charron*. Rôle lubrifiant de l'air, IX, 972.
(V. aussi le $\frac{1}{2}$ *Aérodynamique*, p. 1055.)

DIFFUSION. — *Von Wogan*. Diffusion des métaux dans le mercure, VII, 411. — *Phail Smith*. Remarque, VIII, 375. — *Nahl*. Diffusion des gaz, VII, 543. — *Mache*. Diffusion de l'air dans l'eau, VII, 547. — *Burberg*. Diffusion des gaz considérée comme opération irréversible, VII, 801. — *Winkelmann*. Diffusion de l'hydrogène naissant à travers le fer, VII, 920. — *Prytz*. Corps poreux faisant conduite de gaz, VIII, 528. — *Nell*. Diffusion des solutions aqueuses dans la gélatine, VIII, 528. — *Haskell*. Diffusion des sels en solution dans l'eau, VIII, 706. — *Clack*. Coefficient de diffusion, IX, 331. — *Pissarjeswky et Karp*. Constante de diffusion, frottement interne et conductibilité électrique, IX, 535.

OSMOSE. — *Flusin*. Osmose et tension superficielle, VII, 291. — *Battelli et Stefanini*. Id., VII, 948. — *Flusin*. Réponse, VII, 949. — *Lippmann*. Thermo-osmose des gaz, VII, 483. — *Aubert*. Thermo-endosmose, VIII, 947.

Chaleur et Thermodynamique. — Physico-chimie.

THERMOMÉTRIE. — *Kamerlingh Onnes et Clay*. Mesure de basses températures, VII, 312. — *Harker*. Echelle de températures de Kew, VII, 712. — *Waidner et Burgess*. Echelle de températures élevées, VIII, 48. — *Mendenhall et Ingersoll*. Emploi de la lampe Nernst pour la mesure des hautes températures, VIII, 49. — *Kamerlingh Onnes et Braak et Clay*. Mesure de très basses températures, VIII, 219; IX, 852. — *Kamerlingh Onnes et Braak*. Ecarts à la loi de Boyle et échelle du thermomètre à gaz, VIII, 219. — *Day et Clément*. Mesures au thermomètre à gaz, VIII, 316. — *Zéleny*. Lecture des températures par les couples thermo-électriques, VIII, 706. — *Bauer*. Température de la flamme oxydrique, VIII, 960. — *Holborn et Henning*. Thermomètre à résistance de platine, IX, 68. — *Buckingham*. Corrections thermodynamiques de l'échelle de l'azote, IX 247. — *Duclaux et Hamelin*. Modification du thermomètre à mercure, IX, 600.

APPAREILLAGE. — *Chabrie*. Obtention de températures élevées, VII, 490. — *Audiffren et Singrun*. Frigorifère, VII, 583. — *J. et A. Zéleny*. Température de l'anhydride carbonique et de ses mélanges avec l'éther ou l'alcool, VII, 726.

DILATATION DES SOLIDES. — *Henning*. Dilatation des solides aux températures très basses, VII, 74. — *Panajeff*. Température de fusion et dilatation des métaux, VII, 324. — *Weber*. Remarque, VII, 324. — *Wiebe*. Id., VII, 324. — *Minchin*. Dilatation du quartz fondu, VIII, 40. — *Dorsey*. Coefficient de dilatation aux basses températures, VIII, 51, 704. — *Kamerlingh Onnes et Clay*. Dilatation du platine aux basses températures, VIII, 224. — *Turner et Lévy*. Recuit du cuivre et dilatation, VIII, 771. — *Gruneisen*. Dilatation thermique des métaux, IX, 58.

DENSITÉ DES GAZ ET DES VAPEURS. — *Guye*. Recherches modernes sur la densité des gaz, VII, 911. — *Young*. Densité des vapeurs saturantes, VIII, 5. — *Becker*. Densité de la flammé, VIII, 139. — *Dewar et Jones*. Application des basses températures à la mesure des densités de vapeur, VIII, 783. — *Leduc*. Volumes moléculaires, densité, VIII, 931. — *Ter Gazarian*. Densité du gaz hydrogène phosphoré, VIII, 952. — *Baume*. Densité des gaz acide sulfureux, oxyde et chlorure de méthyle, IX, 360. — *Baume et Perrot*. Densité absolue du gaz acide sulfhydrique, IX, 361. — *Blackmann*. Détermination des densités de vapeurs, IX, 531, 540. — *Scheuer*. Densité du gaz acide chlorhydrique, IX, 618.

CHANGEMENT D'ÉTAT. FUSION. — *Hendenhall et Ingersoll*. Points de fusion du radium et de l'iridium, VIII, 49. — *Weinberg*. Cristallisation de l'eau surfondue, VIII, 712. — *Richard et Wrede*. Température de transformation du chlorure de manganèse, VIII, 861. — *Féry et Cheneveau*. Température de fusion du platine, VII, 926. — *Waidner et Burgess*. Id., VIII, 926. — *Pelabon*. Fusibilité des mélanges d'or et de tellure, VIII, 945. — *Mendenhall et Ingersoll*. Phénomène présenté par de petites particules déposées sur une lampe Nernst, IX, 407. — *Wiggand*. Chaleur de fusion du soufre monoclinique, IX, 535. — *Roth*. Chaleur de fusion de la glace, IX, 538. — *Plato*. Solidification des sels inorganiques et des mélanges de sels, IX, 538. — *Massol et Faucon*. Chaleur latente de fusion de l'acide propionique, IX, 611. — *White*. Points de fusion aux températures élevées, IX, 636. — *Goodwin et Kalmus*. Chaleur de fusion des sels à l'état solide et liquide, IX, 639.

ÉBULLITION. TENSION DE VAPEUR. — *Henning*. Pression de la vapeur d'eau saturée, VII, 74. — *Gerrit Bakker*. Ébullition et couche capillaire, VII, 203. — *Sydney*

Young. Tension de vapeur d'un liquide pur, VII, 230. — *Malthes*. Tension de vapeur du soufre, VII, 643. — *Niederschulte*. Tension de vapeur des corps solides, VII, 413. — *Gebhardt*. Tension de vapeur du mercure et du sodium, VII, 415. — *Jaumann*. Vitesse de vaporisation de l'eau surchauffée, VII, 543. — *Dallon*. Constante de saturation, VII, 561. — *Lehmann*. Tension de vapeur et tension de dissolution, VII, 643. — *J. Zeleny* et *Smilt*. Tension de vapeur de l'acide carbonique, VII, 662; VIII, 41. — *Vaillant*. Vitesse d'évaporation et état hygrométrique, VII, 903. Évaporation de l'eau et des solutions sulfuriques, VIII, 61; cas particulier d'évaporation, IX, 966; loi de Stefan, IX, 978. — *Moos*. Tensions de vapeur, VIII, 57, 702. — *Meinière*. Dosage de la vapeur de mercure dans l'air, VIII, 59. — *Franklin*. Température d'ébullition de l'ammoniac liquide, VIII, 126. — *Bose*. Formule d'interpolation pour les tensions de vapeur, VIII, 307. — *Mestlin*. Tension maximum et densité de vapeurs de liquides saturés, VIII, 752. — *Callendar*. Pression de vapeur des solutions concentrées, VIII, 790. — *Johnson*. Tension de vapeur du sel ammoniac, VIII, 864. — *Holborn* et *Henning*. Force élastique maximum de la vapeur d'eau entre 50° et 200°, IX, 68. — *Eumorphopoulos*. Point d'ébullition du soufre, IX, 180. — *Callendar*. Id., IX, 180. — *Laby*. Tension de vapeur du mercure, IX, 328. — *Longinescu*. Polymérisation et dissociation des molécules à l'état liquide, IX, 366. — *Jüptner*. Etudes sur la vaporisation, IX, 536, 540. — *Greenwood*. Détermination approximative des points d'ébullition des métaux, IX, 834. — *Vaillant*. Lois de l'évaporation, IX, 919. — *Fournier*. Température de la vapeur surchauffée, IX, 927.

HYGROMÉTRIE. — *Pionchon*. Hygroscope électrique, VIII, 60.

LIQUÉFACTION DES GAZ. — *Olzewski*. Point critique de l'hydrogène, VII, 248; Essai de liquéfaction de l'hélium, VII, 248. — *Claude*. Accidents de la manipulation de l'oxygène comprimé, VII, 493; Extraction des gaz rares de l'atmosphère, VIII, 612; Condensation et séparation des éléments de l'air, VIII, 843; composition de l'air, VIII, 953; Récupération frigorifique des liquides volatils, IX, 625. — *Berry*. Vides élevés obtenus par la méthode d'évaporation, VII, 719. — *Grumnach*. Tension superficielle de O et Az liquides, VII, 727. — *Kamerlingh Onnes*. Cascade pour l'obtention de températures jusqu'à — 239°, VIII, 223; Condensation de l'hélium par la détente, VIII, 225; hélium liquide, VIII, 607; Méthodes et appareils employés au laboratoire cryogène, IX, 853; Liquéfaction de l'hélium, IX, 844. — *Lorentz*. Id., IX, 844. — *Bordas* et *Touplain*. Analyse des gaz de l'air non liquéfiables dans l'air liquide, VIII, 611.

ÉTAT CRITIQUE. — *Reinganum*. Energie et chaleur spécifique au voisinage de la température critique, VII, 456. — *Kamerlingh Onnes*. Répétition des expériences de Heen et Teichner sur l'état critique, VII, 314. — *S. Ydung*. Opalescence des fluides à la température critique, VII, 714. — *Travers* et *Usher*. Corps à la température critique, VII, 713. — *Happel*. Loi des courbes limites, VII, 978. — *Kamerlingh Onnes* et *Keesom*. Equation d'état au voisinage du point critique, VIII, 221. — *Smochulowski*. Théorie cinétique de l'opalescence, VIII, 320. — *Bradley*, *Browne* et *Hale*. Effet d'une vibration sur l'acide carbonique au voisinage de la température critique, VIII, 702; liquides au-dessus de leur température critique, VIII, 706. — *Centnerswer*. Température critique des solutions, VIII, 862. — *Baume*. Données critiques pour les gaz acide sulfureux, oxyde de méthyle et chlorure de méthyle, IX, 360. — *Lowingstone*, *Morgan* et *Stevenson*. Températures critiques par le poids des gouttes, IX, 533. — *Dawis*. Densité critique de l'eau, IX, 708.

DILATATION ET COMPRESSIBILITÉ DES FLUIDES. — *Kuenen*. Calcul des constantes *a* et *b* de l'équation de Van der Waals à partir des constantes critiques, VII, 456. —

Byk. Equations caractéristiques dans leurs relations avec la thermodynamique, VII, 137. — *Batschinsky*. Equations caractéristiques, VII, 157. — *Briner*. Compressibilité des mélanges de gaz, VII, 232. — *Fuchs*. Formule de Van der Waals, VII, 412. — *Berthelot*. Compressibilité des gaz, VII, 491. — *Perman et Davies*. Effet des changements de température et de pression sur un gaz aisément condensable AzH^3 , VII, 705. — *Laemmel*. Signification de l'équation $PV = RT$, VII, 962. — *Adler*. Id., VII, 971. — *Jager*. Equation caractéristique, VIII, 132. — *Kamerlingh Onnes*. Coefficient de pression de l'hélium, VIII, 219. — *Rebenstorff*. Réduction des masses gazeuses aux conditions normales, VIII, 293. — *Fonténé*. Forme générale des lignes d'égale pression de l'eau, VIII, 275. — *Leduc*. Compressibilité du gaz entre 0 et 3 atmosphères à toute température, VIII, 927; Volumes moléculaires, densité, poids atomiques, VIII, 931; Coefficient de dilatation des gaz, VIII, 945; Equation caractéristique, VIII, 959; Pression interne, VIII, 951. — *Mathias*. Diamètre de l'acétylène, VIII, 943.

CALORIMÉTRIE. — *Guinchant*. Calorimètre à haute température, VII, 492. — *Duclaux*. Méthode calorimétrique appliquée à l'étude des réactions lentes, VII, 747. — *Hopkinson*. Calorimètre enregistreur pour explosions, VIII, 157. — *Laemmel*. Chaleurs spécifiques des corps simples, VII, 87. — *Wigand*. Loi de Dulong et Petit, VII, 981; VIII, 132; IX, 642. — *Rohland*. Id., VII, 734. — *Lougounine et Kablukoff*. Chaleurs d'addition du brome, VII, 224; Effets thermiques lors des dissolutions dans le CCl_4 , VII, 911. — *Holborn et Henning*. Chaleur spécifique de la vapeur d'eau surchauffée, VII, 23. — *Forch et Nordmeyer*. Chaleur spécifique de Cr, S, Si, etc., entre -188° et la température ordinaire, VII, 324. — *Guinchant*. Calorimétrie et cryoscopie rapportée à l'iodure mercurique, VII, 483; IX, 614. — *Dalton*. Variation des chaleurs spécifiques avec la température et la densité, VII, 561; chaleur spécifique des vapeurs saturées, VII, 562. — *Wormann*. Chaleur de neutralisation des acides et des bases fortes, VII, 588. — *Schwabb*. Chaleur dégagée quand on mouille des corps pulvérulents, VII, 588. — *Diéterici*. Chaleur spécifique de l'eau, VII, 668. — *Behn*. Rapport de la calorie moyenne à la calorie à 15° , VII, 742. — *Battelli*. Chaleur spécifique des liquides qui deviennent solides à température très basse, VII, 881. — *Hort*. Chaleur de transformation du fer, VII, 973. — *Bernini*. Chaleur spécifique du lithium et du calcium, VII, 977. — *Bailey*. Chaleur latente de recalescence dans le fer et l'acier, VIII, 43. — *Smith*. Chaleur d'évaporation de l'eau, VIII, 52, 697. — *Magie*. Chaleur spécifique des solutions, VIII, 512. — *Latschenko*. Chaleur d'échauffement de la barytine, de la whitérite et de la chaux fondue, VIII, 598. — *Bishop*. Chaleur de dilution des solutions salines, VIII, 696. — *Merenin*. Chaleurs spécifiques des alliages de Sb, VIII, 856. — *Von Laar*. Dégagement de chaleur dans les mélanges d'alcool et d'eau, VIII, 860. — *Kohn-Abrest et Carvallo*. Phénomènes thermiques dans l'action de l'eau sur la poudre, VIII, 928. — *Schlett*. Variation de la chaleur spécifique du Ni et Pt avec les traitements mécaniques et la température, IX, 58. — *Gruneisen*. Chaleur spécifique des métaux, IX, 58. — *Dutoit et Duprethuis*. Chaleur de dissociation de quelques électrolytes, IX, 370. — *Massol et Faucon*. Chaleur spécifique de l'acide propionique, IX, 611. — *Lemoult*. Pouvoir calorifique des combustibles gazeux, IX, 613. — *White*. Chaleur spécifique des silicates et du platine, IX, 636; à haute température, IX, 707. — *Goodwin et Kalmus*. Chaleur spécifique des sels à l'état solide et liquide, IX, 699. — *Henderson*. Chaleur de dilution des amalgames de zinc, IX, 714. — *Nernst*. Chaleurs spécifiques aux basses températures, IX, 721.

Hartmann. Méthode d'Assinam pour la détermination du rapport des deux chaleurs spécifiques des gaz, VII, 323. — *Richarz*. Rapport des deux chaleurs spécifiques pour un mélange de deux gaz, VII, 324. — *Kolovic*. Id., VIII, 854. — *Holborn et Henning*. Chaleur spécifique de l'azote, de l'acide carbonique et de la

vapeur d'eau jusqu'à 1400°, VII, 967. — *Dorlung*. Rapport des deux chaleurs spécifiques de l'éther, VIII, 374. — *Boynon*. Chaleur spécifique des gaz, VIII, 712. — *Koch*. Rapport entre les chaleurs spécifiques de l'air, IX, 63, 88. — *Furstenau*. Rapport des chaleurs spécifiques des gaz, IX, 92. — *Pier*. Chaleur spécifique et dissociation du Cl, IX, 914. — *Swann*. Chaleur spécifique de l'air et de l'acide carbonique, IX, 777.

Thermodynamique. — *Adler*. Enoncé du premier principe de la thermodynamique dans le cas des gaz, VII, 75. — *Laue*. Thermodynamique des phénomènes d'interférence, VII, 85. — *Rubens*. Equivalent mécanique de la calorie, VII, 548. — *Mathias*. Détente adiabatique des fluides saturés, VII, 618, VIII, 888. — *Amagat*. Extension du théorème de Clausius, VII, 669. — *Lummer*. Température d'inversion de l'air, VII, 734. — *Smyrnoff*. Appareil pour la détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur, VII, 738. — *Dieterici*. Isothermes de l'énergie de l'eau aux températures élevées, VII, 742. — *Burbury*. Travail qui peut être gagné dans le mélange des gaz, VII, 809. — *Lippmann*. Analogie entre la température absolue et le potentiel électrique, VII, 970. — *Lummer*. Température d'inversion de l'air, VII, 973. — *Jullner*. Hypothèse thermodynamique de Nernst et loi de Köpp, VII, 976. — *Sackur*. Remarque, VII, 977. — *Wesendonk*. Entropie de corps dont les différentes parties ne sont pas en équilibre relatif, VII, 977. — *Auric*. Entropie, VIII, 63. — *Bown et Hettinger*. Evolution et théorie de la chaleur, VIII, 294. — *Kohl*. Entropie dans la transformation de l'énergie chimique en énergie électrique, VIII, 372. — *Crémieu et Raspail*. Equivalent mécanique de la chaleur, VIII, 681. — *Barnes*. Id. IX, 833. — *Bauer*. Température potentielle et entropie, VIII, 697. — *Lewis*. Système de thermodynamique chimique, VIII, 858. — *Jnnes*. Moyens d'atteindre l'échelle thermodynamique des températures, IX, 236. — *Linden*. Energie des dissolutions électrolytiques, IX, 369. — *Tammann*. Chaleur interne d'un système de deux corps, IX, 533. — *Bradley et Hale*. Détente de l'air aux hautes pressions, IX, 710. — *Mellencamp*. Application de l'équation de Gibbs-Helmholtz aux piles de concentration, IX, 711. — *Dalton*. Recherches sur l'effet Joule-Kelvin aux basses températures, IX, 856.

Hopkinson. Mesures des températures des moteurs à gaz, VII, 551. — *Hort*. Economie de combustibles dans nos machines thermiques, VII, 973. — *Witz*. Etude dynamique des moteurs, VIII, 602; Récupérations de décharge dans les moteurs à combustion interne, IX, 630. — *Callendar et Dalby*. Mesure des températures dans le cylindre des moteurs à gaz, VIII, 774. — *Bradshaw*. Inflammation des mélanges gazeux par compression, VIII, 862, 867. — *Dixon et Bradshaw*. Explosion du gaz tonnant, VIII, 862. — *Pétavel*. Plan d'une machine pour les très hautes pressions, IX, 642. — *Hautier*. Compression adiabatique appliquée à un véhicule mu par un moteur à explosion, IX, 915.

Mécanique moléculaire. — *Bose*. Généralisation d'une formule de la théorie cinétique des gaz, VII, 153. — *Wesendonk*. Théorie de Boltzmann sur les chocs, VII, 977. — *Ehrenfest*. Objections à la théorie de Boltzmann, VII, 980. — *Smochulowski*. Théorie cinétique de l'opalescence des gaz dans l'état critique, VIII, 320, 374. — *Dieterici*. Chaleur de vaporisation interne, VIII, 381. — *Sirk*. Calcul des dimensions moléculaires, VIII, 389. — *Amagat*. Lois de l'attraction intermoléculaire, VII, 617. — *Sand et Grammling*. Grosseur des molécules de trichlorure de chrome, IX, 187. — *Reinganum*. Dimension des molécules déduite de la théorie cinétique des gaz, IX, 444. — *Webster et Rosanoff*. Définition d'un gaz parfait, IX, 711.

Physico-chimie.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Urbain*. Terres rares, VII, 225. — *Jungfleisch*. Oxydation directe du phosphore, VII, 492. — *Fischer et Braehmer*. Ozonisation de l'oxygène et oxydation de l'azote à haute température, VII, 546. — *Meunier*. Analyse des mélanges d'air et de gaz ou de vapeurs combustibles, VII, 569. — *Gréhanl*. Dosage du méthane, VII, 569. — *Bordas*. Synthèse des pierres précieuses, VII, 572. Formation de certains aluminides, VII, 890; Faibles quantités d'hélium dans les minéraux, VII, 905; *Berthelot*. Id., VII, 572. — *Urbain*. Lutécium, VII, 574; nature de quelques éléments et métaéléments phosphorescents, VII, 586. — *Coates*. Constituants les plus légers de l'air, VII, 721. — *Moureu et Biquard*. Gaz rares des eaux thermales, VII, 899. — *Ramsay*. Dégradation des éléments, VII, 919; Existence possible de nouveaux gaz, IX, 173. — *Lacroix*. Espèce minérale du Congo, VIII, 57. — *Ménière*. Dosage de la vapeur de mercure dans l'air, VIII, 59. — *Frion*. Entraînement des corps solubles par certains précipités, VIII, 65. — *Dewar et Jones*. Fer carbonyle, VIII, 153. — *Threlfall*. Préparation et essai du sélénium, VIII, 159. — *Armstrong, Eyre, Hussey et Paddison*. Déplacement des chlorures de leur solution par l'alcool et HCl, VIII, 213. — *Paris*. Alumine fondue à l'état amorphe et saphir oriental, VIII, 685. — *Verneuil*. Id., 685. — *Abney*. Action de l'ozone sur les pigments des couleurs à l'eau, VIII, 780. — *Crookes*. Scandium, VIII, 791; creusets d'iridium, VIII, 792. — *Ramsay*. Pourcentage des gaz inactifs de l'atmosphère, VIII, 794. — *Veley*. Réactions entre les acides et le méthorange, VIII, 864. — *Cohen et Olie*. Etude physico-chimique sur l'antimoine amorphe, VIII, 866; bismuth amorphe, VIII, 866. — *Moore*. Constituants les plus lourds de l'atmosphère, IX, 173. — *Strutt*. Hélium contenu dans les minéraux salins, IX, 176; accumulation d'hélium dans les temps géologiques, IX, 176. — *De Vries*. Stochiométrie, IX, 191. — *Wild*. Id., IX, 535. — *Filoché*. Recherches physico-chimiques sur l'amylase et la maltase, IX, 362. — *Marie*. Oxydabilité du platine, IX, 368. — *Guye*. Expériences de Lavoisier sur la loi de Lavoisier, IX, 369. — *Fredenhagen*. Passivité du fer, du nickel et du chrome, IX, 531. — *Just*. Oxydation du bicarbonate ferreux, IX, 537. — *Cohen*. Etudes physico-chimiques sur l'étain, IX, 540. — *Thiel et Riemer*. Basicité et force des acides et des phénols, IX, 542. — *Muller et Thouvenot*. Changements tautomériques décelés à l'aide du pouvoir rotatoire magnétique, IX, 543. — *Coste*. Transformations du sélénium, IX, 620. — *Darinois*. Composition des essences de térébenthine, IX, 623. — *Moureu et Lepape*. Gaz des sources thermales, IX, 635. — *Reynolds*. Refroidissement dans l'air liquide de certains platinocyanures hydratés, IX, 832. — *Dhéré et Gorgolewski*. Préparation et propriétés de la gélatine déminéralisée, IX, 973.

POIDS ATOMIQUES ET POIDS MOLÉCULAIRES. — *Van der Brock*. Les particules α et la classification périodique des corps simples, VII, 401. — *Hinrichs*. Poids atomique du chlore, VII, 482; détermination des poids atomiques, VII, 573, 961; de la substance pondérale simple, VIII, 681; du potassium, VIII, 930. — *Dubreuil*. Poids atomique du Cl, VIII, 613. — *Edgar*. Id., IX, 174. — *Guye et Fluss*. Id., IX, 371. — *Scheuer*. Id., IX, 618. — *D. Berthelot*. Poids atomique de l'azote, VII, 483. — *Ph.-A. Guye*. Id., VII, 483. — *D. Berthelot*. Échelle des poids moléculaires des gaz, VII, 489. — *Delaunay*. Relations entre les poids atomiques des corps simples, VII, 584. — *Bosler*. Nombre de corpuscules dans l'atome, VII, 906. — *Forsch*. Volume moléculaire de la naphthaline dissoute, VII, 920. — *Guye et Bron*. Arc alternatif et poids atomique des métaux électrodes, VIII, 597. — *Guye et Pintsä*. Composition volumétrique du gaz ammoniac et poids atomique de l'azote, VIII, 685. — *Thorpe*. Poids atomique du radium, VIII, 785. — *Richardz*.

Compressibilité et classification des éléments, VIII, 857, 859. — *Ter Gazarian*. Poids atomique du phosphore, VIII, 952. — *Gruneisen*. Compressibilité, dilatation, volume atomique et chaleur spécifique atomique des éléments, IX, 60. — *Jessup*. Dissolution et évolution des éléments, IX, 98. — *Richards*. Travaux de l'Université de Harvard sur les poids atomiques, IX, 361. — *Guye et Zachariades*. Réduction des pesées au vide appliquée aux déterminations des poids atomiques, IX, 618. — *Hinrichs*. Calcul des poids atomiques, IX, 633. — *Debiérne*. Poids atomique de l'émanation du radium, IX, 996.

ÉQUILIBRE CHIMIQUE. — VITESSES DE TRANSFORMATION. — *Dutoit et Gagnaux*. Cinétique de transformation, VII, 226. — *Briner*. Equilibres chimiques, VII, 226. — *Zavrieff*. Dissociation du carbonate de chaux, VII, 565. — *Ouriot et Meunier*. Action d'un conducteur électrique incandescent sur les gaz qui l'entourent, VII, 582. — *Walker*. Vitesses de saponification, VII, 709. — *Noble*. Recherches sur les explosifs, VII, 712. — *Caldwell*. Influence des sels et des non-électrolytes sur l'action sucroblastique des acides, VII, 716. — *Whymper*. Action sucroblastique de l'acide nitrique, VIII, 214. — *Colson*. Transformation des dissolutions de phosphore blanc en phosphore rouge, VII, 891. — *Dautriche*. Action des sels alcalins à base fixe sur la combustion du gaz et des poussières, VII, 901. — *Meunier*. Combustion sans flamme, VII, 902, VIII, 924. — *Lunden*. Coefficient d'affinité et hydrolyse de cétones isonitrées, VII, 910. — *Manville*. Combinaison de l'oxygène et du carbone amorphe, VII, 911. — *Demière et Duboux*. Réaction du sulfocyanure de Ba et de l'acide bromacétique en milieu acétonique, VII, 912. — *Kononoff*. Action catalytique des acides, VII, 916. — *Wiegert*. Actions chimiques de la lumière, VIII, 79. — *Byk*. Réactions photochimiques, IX, 192. — *Falk*. Température d'inflammation des mélanges gazeux, VIII, 129. — *Mache*. Physique de la flamme, VIII, 130. — *Dixon et Bradshaw*. Explosion du gaz électrolytique pur, VIII, 203. — *Bradshaw*. Inflammation des mélanges gazeux par compression, VIII, 204. — *Perman*. Réaction chimique à l'état solide, VIII, 205. — *Perman et Greaves*. Décomposition de l'ozone par la chaleur, VIII, 785. — *Armstrong et Watson*. Hydrolyse de l'acétate de méthyle, VIII, 214. — *Quinet*. Formation de composés dans les solutions d'acide tartrique et de molybdates, VIII, 278. — *Raveau*. Loi du déplacement de l'équilibre, VIII, 872, 936. — *Wolterveck*. Température de dissociation de l' AzH_3 et de CO_2 , VIII, 607. — *Malftanow et Michel*. Hydrolyse du perchlorure de fer, VIII, 682. — *Thiel et Ramer*. Partage d'une base entre deux acides, VIII, 858. — *Smith*. Soufre amorphe et iode, VIII, 859. — *Smith et Brounlee*. Soufre amorphe et soufre précipité, VIII, 859. — *Warttemberg*. Equilibres entre carbures d'hydrogène, VIII, 862. — *Bodenstein et Wolgast*. Vitesse de réaction des gaz en mouvement rapide, VIII, 863. — *Bodenstein et Dunant*. Dissociation de l'oxychlorure de carbone, VIII, 863. — *Bodenstein*. Acide iodhydrique à la lumière, VIII, 863. — *Obegg*. Dissociation en système hétérogène, VIII, 864. — *Luther et Plotniow*. Catalyse photochimique, VIII, 865. — *Srok*. Combinaison lente de Cl et H par la chaleur, VIII, 865. — *Cohen et Strengers*. Platine explosif, VIII, 868. — *Gernez*. Lenteur de transformation de certains corps dimorphes, VIII, 940. — *Meyer*. Théorie de l'inversion du sucre de canne, IX, 188. — *Keppeler et d'Ans*. Dissociation thermique des sulfates de fer anhydres, IX, 188. — *Von Laar*. Tension de vapeur du sel ammoniac et du sel ordinaire, IX, 189. — *Obegg*. Remarque, IX, 195. — *Luther et Dougalt*. Cinétique de la réaction entre les acides chlorique et chlorhydrique, IX, 189. — *Rossem*. Dissociation lente et équilibre des phases, IX, 190. — *Johnston*. Tensions de dissociation de quelques hydroxydes métalliques, IX, 191. — *Lothmoser et Rothe*. Formation des solutions et des précipités aqueux, IX, 191. — *L. Wöhler, Pludde-mann et P. Wöhler*. Production de l'acide sulfurique dans le procédé de contact, IX, 195. — *L. et P. Wöhler*. Dissociation des oxydes de chrome et des chro-

mates de cuivre, IX, 492. — *Antropoff*. Catalyse périodique de l'eau oxygénée par le mercure, IX, 493. — *Mumm*. Cinétique de l'éther diazotique et loi de dilution, IX, 494. — *Rossem*. Système : chloral et eau, IX, 495. — *Fassbender*. Décharge silencieuse et mélanges gazeux explosifs, IX, 496. — *Martinsen*. Cinétique de sulfonation, IX, 496. — *Briner et Metler*. Formation du gaz ammoniac par l'action des décharges électriques, IX, 361. — *Warynski et Tcheichwili*. Réduction des solutions de permanganate de potasse en présence de sels minéraux, IX, 367. — *Salm*. Affinité des acides organiques, IX, 532. — *Wigand*. Statique et cinétique de la transformation en soufre liquide, IX, 535. — *Szyszkowski*. Action des sels neutres, IX, 537. — *Pissarjewsky et Levites*. Influence du dissolvant sur la constante d'équilibre, IX, 538. — *Just*. Réaction du ferricyanure de potassium et de l'iode de potassium, IX, 539. — *Baur*. Processus d'assimilation de l'acide carbonique, IX, 541. — *Le Chatelier*. Loi des tensions fixes de dissociation, IX, 549. *Muller*. Id., IX, 613. — *Briner et Wroczynski*. Réactions dans les gaz soumis aux pressions élevées, IX, 637, 987.

THERMODYNAMIQUE DES MÉLANGES. — *Van Laar*. Courbes synodales et courbes de plissement, VII, 306; Courbes de fusion et de solidification des systèmes binaires, IX, 534. — *Kamerlingh Onnes*. Surface ψ de Van der Waals, VII, 306, 309; Isothermes des gaz monoatomiques et de leurs mélanges binaires, VIII, 218; IX, 850. — *Id.* et *Braak*. Id., VIII, 217; IX, 850. — *Id.* et *Keesom*. Phase gazeuse tombant dans la phase liquide dans le cas des mélanges binaires, VII, 306; Surface ψ de Van der Waals. Miscibilité limite de deux gaz, VIII, 216. — *Id.* et *Jolles*. Mélanges d'éthane et de protoxyde d'azote, VII, 309. — *Id.* et *Braak*. Isothermes des gaz diatomiques et leurs mélanges binaires, VII, 310. — *Keesom*. Conditions pour que la phase gazeuse puisse descendre, puis monter dans le liquide, VII, 306; Propriétés des mélanges d'hélium et d'hydrogène, VIII, 224. — *J.-D. Van der Waals*. Surface ψ pour les mélanges binaires, VII, 307; forme de l'isotherme empirique dans la condensation d'un mélange binaire, VII, 308; théorie des mélanges binaires, VIII, 215; IX, 848. — *Burbury*. Travail dans le mélange des gaz, VII, 809. — *Konovaloff*. Action mutuelle des corps en dissolution d'après les tensions de vapeur, VII, 907. — *Zawidzki et Centnerszuer*. Mélange et séparation rétrogrades, VII, 919. — *Bose*. Thermodynamique des formations de mélanges hétérogènes, VII, 974; VIII, 307; Pressions partielles et pression totale dans un mélange binaire, VII, 981. — *Muller*. Règle des phases, VIII, 62. — *Boulouch*. Règle des phases, IX, 613. — *Miers et Isaac*. Cristallisation spontanée des mélanges binaires, VIII, 206. — *Kohnstamm*. Équilibre dans les systèmes binaires, VIII, 216. — *Verschaffelt*. Possibilité de prédire les propriétés des mélanges, VIII, 216. — *Baud et Gay*. Système eau-ammoniac liquide, VIII, 951. — *Happel*. Cinétique et thermodynamique des mélanges, IX, 56. — *Briner et Cardoso*. Liquéfaction et compressibilité des mélanges gazeux, IX, 369. — *Rothmund*. Trouble critique, IX, 531. — *Gay*. Tension de vapeur des mélanges liquides, IX, 620. — *Bengade*. Courbes de refroidissement des mélanges binaires, IX, 625. — *Schreinemackers*. Équilibre dans les systèmes quaternaires, IX, 849.

DISSOLUTION. — *Cheneveau*. Valence de la molécule saline dissoute, VII, 488. — *Fleckenstein*. Solutions de sels dans les mélanges d'eau et d'alcool, VII, 665. — *Dubroca*. Solubilité réciproque de l'essence de térébenthine et du sulfate neutre de méthyle, VII, 917. — *Dolgolenko*. Solubilité réciproque des liquides, IX, 193. — *Gaillard*. Dissolution des corps solides, VIII, 182; du sucre, IX, 920. — *Fouquet*. Vitesse de cristallisation du sucre, IX, 922. — *Armstrong et Cadwell*. Discrimination des hydrates en solution, VIII, 214. — *Cano*. Dissolution dans les mélanges d'alcool et d'eau, VIII, 377. — *Pelet-Jolivet et Wild*. Etat des matières colorantes en solution, VIII, 682. — *Pelet-Jolivet et Andersen*. Id.,

VIII, 682. — *Hantzsch*. Etat des corps dissous dans l'acide sulfurique pur, VIII, 861. — *Centnerzwer*. Température critique des solutions, VIII, 862. — *Gernez*. Crystallisation de l'union de deux solutions, VIII, 93f. — *Vaillant*. Evaporation des solutions aqueuses, VIII, 942. — *Schnal*. Solubilité du sulfate de plomb, VIII, 952. — *Armstrong*. Processus opératoires dans les dissolutions, IX, 170. — *Armstrong* et *Wheeler*. Activité hydrolytique des acides, IX, 170. — *Armstrong* et *Crothers*. Influence des sels sur l'hydrolyse, IX, 170. — *Lottmøser* et *Rothe*. Formation des solutions et des précipités aqueux, IX, 191. — *Flaschmer*. Solubilité mutuelle de la pipéridine et de l'eau, IX, 193. — *Usher*. Solubilité de AzO dans les solutions aqueuses, IX, 195. — *Cuno*. Dissolution dans les mélanges d'alcool et d'eau, IX, 452. — *Christoff*. Dissolution non électrolytique du mercure, IX, 536. — *Louise*. Analyse par les courbes de miscibilité, IX, 552, 928. — *Vèzes*. Id., IX, 928. — *Mièrs* et *Isaac*. Crystallisation de l'acide nonochloracétique avec la naphthaline, IX, 781. — *Thovert*. Diffusion et théorie cinétique des dissolutions, IX, 921. — *Barre*. Solubilité du sulfate d'argent dans les sulfates alcalins, IX, 987. — *Baud* et *Gay*. Température de cristallisation des mélanges binaires, IX, 995.

ABSORPTION. — *Baerwald*. Fixation des gaz par les charbons de bois aux basses températures, VII, 86. — *Travers*. Absorption et occlusion, VII, 704; absorption de l'eau par le coton et la laine, VIII, 202; Adsorption et occlusion, VIII, 860. — *Freundlich*. Rem., VIII, 860. — *Heald*. Absorption d'H par les pellicules métalliques, VIII, 45, 295. — *Baker*. Id., VIII, 56. — *Swinton*. Occlusion de gaz résiduel par les parois de verre. VIII, 157. — *Troulon*. Condensation de vapeur d'eau à la surface du verre, VIII, 207. — *Hantzsch* et *Wiegner*. Vitesse d'absorption entre les solides et les gaz, VIII, 864. — *Belloc*. Émission de gaz par les métaux chauffés, IX, 620. — *Chrisler*. Absorption des gaz par l'anode des tubes à gaz raréfiés, IX, 713. — *Lewis*. Examen expérimental de la théorie de Gibbs de la concentration superficielle comme base de l'absorption, IX, 246. — *Russenberger*. Absorption des liquides par les substances poreuses, IX, 921.

COLLOÏDES. — *Colton* et *Mouton*. Etude ultramicroscopique du transport électrique, VII, 230. — *Duclaux*. Fonction diastatique des colloïdes, VII, 575. Recherches sur les substances colloïdales, VII, 908; Pression osmotique et mouvement brownien, VIII, 599; Extension aux colloïdes de la notion de solubilité; VIII, 925; Cryoscopie, VIII, 935; Coagulation du sulfure d'arsenic par le chlorure de baryum, IX, 368. — *Mayer*, *Schæffer* et *Terroine*. Influence de la réaction du milieu sur la grandeur des granules colloïdaux, VII, 578. — *Fouard*. Propriétés colloïdales de l'amidon, VII, 896; VIII, 68, 683. — *Maquenne*. Id., VII, 896. — *Larguier des Bancel*s. Modifications physiques de la gélatine en présence des électrolytes et des non-électrolytes, VII, 896; Influence des ferro et des ferricyanures sur la coagulation du sang, VIII, 602. — *Szilard*. Hydrates colloïdaux de sels rares, VII, 917. — *Mayer* et *Salles*. Transport électrique des colloïdes inorganiques, VIII, 61. — *Mie*. Optique des dissolutions colloïdales, VIII, 378. — *V. Henri*. Mouvement brownien, VIII, 71, 599. — *Michel*. Colloïdes hydroxyl-chloroferriques, VIII, 687. — *Woudstra*. Action de quelques électrolytes sur les solutions d'argent colloïdal, VIII, 867; Frottement interne des solutions d'argent colloïdal, IX, 540. — *Rebière*. Composition chimique de l'argent colloïdal électrique, VIII, 926. — *Fouard*. Amidon, VIII, 931. — *Malfitano*. Propriétés physico-chimiques des micelles, VIII, 941. — *Steubing*. Propriétés optiques des solutions colloïdales, IX, 74. — *Reissig*. Observations ultramicroscopiques, IX, 86. — *Teague* et *Buxton*. Coagulation mutuelle des colloïdes, IX, 190. — *Spence*. Solutions colloïdales et indice de réfractions de l'or, du platine et de l'argent, IX, 703. — *Strong*. Nature colloïdale des acides chromopolysulfuriques, IX, 982.

Voir aussi les mémoires sur le mouvement brownien aux « actions moléculaires ».

THERMODYNAMIQUE DES DISSOLUTIONS. — *Batelli et Stefanini*. Pression osmotique et tension superficielle, VII, 142. — *De Berkley et Hartley*. Pression osmotique de quelques solutions aqueuses concentrées, VII, 706; Pression osmotique dynamique, IX, 784. — *De Berkley, Hartley et Burton*. Pression osmotique de solutions de ferrocyanure de Ca, IX, 183. — *Armstrong*. Origine des effets osmotiques, VII, 715; processus opératoire des solutions, VIII, 213. — *De Berkeley*. Application de l'équation de van der Waals aux solutions, VIII, 136. — *Porter*. Pression osmotique des solutions compressibles, VIII, 241; 790. — *Callendar*. Pression osmotique des solutions concentrées, VIII, 790. — *Scarpa*. Théorie des solutions, VIII, 795. — *Wiemers*. Recherches osmotiques sur les haloïdes alcalins, IX, 97. — *Callendar*. Tension de vapeur et pression osmotique d'une solution volatile, IX, 179; des solutions concentrées, IX, 541. — *Schuckarew*. Énergie interne des substances dissoutes, IX, 194. — *Végar*d. Osmose et pression osmotique, IX, 256. — *Wrocziński*. Action mutuelle des corps en dissolution, IX, 367. — *Linder*. Énergie des dissolutions électrolytiques, IX, 369. — *Beckmann*. Erreurs dans les recherches ébullioscopiques, IX, 534. — *Rosenthal*. Intervention de la pression osmotique dans la teinture, IX, 613. — *Potter*. Pression osmotique des solutions compressibles, IX, 640. — *Guinchant*. Calorimétrie et cryoscopie rapportée à l'iodure mercurique, VII, 483; constantes calorimétriques et cryoscopiques du bromure mercurique et de l'azotate d'argent, IX, 614. — *Scheuer*. Point de congélation des mélanges, IX, 369. — *Roth*. Contante cryoscopique de la glace, IX, 538. — *Cornec*. Étude cryoscopique de la neutralisation de quelques acides, IX, 621. — *Buquet*. Cryoscopie de mélanges organiques et combinaisons par addition, IX, 627. — *Baud*. Cryoscopie en solutions concentrées, IX, 928. — *Girard*. Mécanisme électrostatique de l'hémiperméabilité des tissus vivants aux électrolytes, IX, 989.

ALLIAGES. — *Guillet*. Fontes spéciales, VII, 568; Fontes au manganèse, VII, 892. — *Guillet et Griffiths*. Cémentation du fer par le carbone dans le vide, IX, 546. — *Portevin*. Équilibre du système Ni, Bi, VII, 582. — *Belloc*. Gaz occlus dans les aciers, VII, 584. — *Charpy*. Solubilité du graphite dans le fer, VII, 584. — *Maurer*. Austénite, VIII, 61. — *Lechatelier*. Id., VIII, 61. — *Mallet*. Action du mercure sur les alliages, VIII, 776. — *Rosenhain et Tucker*. Recherches eutectiques sur les alliages de Pb et St., IX, 178. — *Barrée*. Transformation des alliages Cu Al, IX, 621. — *Brownieshi*. Propriétés des alliages Al-Cu, IX, 627. — *Vigouroux*. Alliages Ni-Cu, IX, 638. — *Waggoner*. Effet d'un abaissement de température sur les alliages fer-chrome, IX, 705. — *Andrews et Edwards*. Courbe du système ternaire liquide, Al-Cu-St, IX, 840. — *Charpy et Bonnerot*. Cémentation du fer par le carbone solide, IX, 919. — *Grenet*. Cémentation des aciers au silicium, IX, 972.

PROPAGATION DE LA CHALEUR. — *Glage*. Conductibilité calorifique des corps bons conducteurs, VII, 323. — *Serwiss*. Gradient de température à l'intérieur des métaux, VII, 479. — *Kænigsberger et Disch*. Conductibilité calorifique dans les isolants, VII, 963. — *Kænigsberger*. Conductibilité calorifique, VIII, 514. — *Pauli*. Variations de la conductibilité calorifique de quelques gaz et vapeurs, VII, 969. — *Lees*. Conductibilité thermique des solides, VIII, 779. — *Chwolson*. Discontinuité des températures à la limite de deux corps, VIII, 833. — *Kolowrat*. Id., VIII, 854. — *Smith*. Conductibilités calorifique et électrique, influence de la traction, IX, 704; de la torsion, IX, 706. — *Biquard*. Coefficient de conductibilité des corps peu conducteurs, IX, 921.

Acoustique.

MOUVEMENT VIBRATOIRE EN GÉNÉRAL. — *Rayleigh*. Note sur l'acoustique, VII, 557. — *Dequisme* et *Marbe*. Analogie entre les courants alternatifs et les vibrations sonores, VII, 978. — *Karmann*. Ondes stationnaires dans les courants gazeux, VII, 978. — *Laudet*. Enregistrement photographique des vibrations sonores, VIII, 77. — *Ayrton*. Mouvement non périodique ou résiduel de l'eau se mouvant en ondes stationnaires, VIII, 783. — *Kodys*. Vibrations secondaires, VIII, 855. — *Korn*. Théorie des vibrations, IX, 542. — *Hadamard*. Ondes liquides, IX, 964. — *Boussinesq*. Propagation verticale aux grandes profondeurs, IX, 966. — *Galitzine*. Ebranlements des édifices, IX, 971.

PROPAGATION. — *Rayleigh*. Passage du son à travers des fentes étroites, VII, 803. — *Nicholson*. Diffraction du son par des sphéroïdes et des disques, VII, 802; réflexion des ondes par un milieu dont les propriétés varient graduellement, IX, 177. — *Jouquet*. Théorie de la propagation des déflagrations, VIII, 64; vitesse des ondes de choc et de combustion, IX, 635; Impossibilité de certaines ondes de choc et de compression, IX, 916. — *Crussard* et *Jouquet*. Propagation des détonations, VIII, 65. — *Dorling*. Vitesse du son dans les liquides, VIII, 374. — *Martini*. Réponse, VIII, 914. — *Thiesen*. Id., dans l'air, VIII, 444. — *Barton*. Propagation d'une onde sphérique et vibrations dans les tuyaux coniques, IX, 101. — *Havelock*. Propagation d'un groupe d'ondes dans les milieux dispersifs, IX, 182. — *Dieckmann*. Vitesse de propagation des ondes sonores émises par un arc de Poulsen, IX, 440. — *Boussinesq*. Potentiel des vitesses des ondes et état initial, IX, 927.

QUALITÉS DU SON. — *Dvorak*. Mesures absolues de l'intensité du son, VII, 71. — *Zernov*. Id., VIII, 444. — *Chasseraud*. Représentation géométrique de la gamme, VII, 387. — *Déguisme*. Battements acoustiques, VII, 403. — *More* et *Fry*. Différence de phase des ondes sonores, VII, 560. — *Waetzmann*. Théorie des sons de combinaison, VII, 796. — *Hermann*. Id., VIII, 442. — *Stephenson*. Vibrations forcées, VII, 800. — *Wesendonk*. Consonance des sons simples VII, 984. — *Schulze*. Fréquence des sons élevés, VIII, 137. — *Debye*. Remarque, VIII, 386. — *Sizes* et *Massol*. Harmoniques graves, VIII, 950.

INSTRUMENTS. — *Allberg*. Ondes acoustiques dans la décharge des condensateurs, VII, 402, 736. — *Barton* et *Penzer*. Courbe des vibrations d'une corde et de son chevalet, VII, 559. — *Sizes* et *Massol*. Multiplicité des sons émis par les diapasons, VII, 577; Harmoniques, VII, 890. — *Athanasiadis*. Flammes sonnantes et tubes à flammes, VII, 580; Flammes sonores renforçant plusieurs sons, VII, 902. — *Edelman*. Résonateurs, VII, 650. — *Marbe*. Fréquence des vibrations des flammes de König, VII, 652. — *Terada*. Vibration de la caisse de résonance, VII, 657; Son produit par une goutte, VII, 726. — *Struycken*. Mode de vibration et décrétement d'un diapason, VII, 788. — *Herrmann Goldap*. Timbre de quelques instruments d'orchestre, VII, 791. — *Searle*. Effet de l'inertie de rotation sur la vibration des verges, VII, 797. — *Barton*. Vibration transversale des verges, VII, 813. — *Marbe*. Flammes vibrantes, VII, 975. — *Raeser*. Résonance d'un son grave par un son aigu, VII, 976. — *Seddig*. Vibrations d'une colonne d'air, VII, 983. — *Edelmann*. Son fondamental et premier harmonique dans les diapasons, VII, 984. — *Dienert*, *Guillerd* et *Marrec*. Acoustéle, de Daguin, VIII, 73. — *Thiesen*. Théorie du résonateur fermé, VIII, 127. — *Perrier*. Pupitre traducteur pour phonographes, VIII, 919. — *Marage*. Instruments de musique anciens, VIII, 935. — *Schulze*. Théorie de la résonance de Helmholtz,

IX, 74. — *Rayleigh*. Acoustique, IX, 255. — *Morrow*. Vibrations latérales des verges, IX, 245. — *Tæpler*. Ondes sonores des étincelles oscillantes, IX, 440. — *Guillet*. L'électro-diapason, IX, 616. — *Robin*. Extinction du son dans le fer, IX, 968. — *Sizes et Massol*. Inscription graphique des vibrations d'un diapason, IX, 997.

ACOUSTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Marage*. Travail développé par la phonation, VII, 298; Energie de la voix, VII, 576; Photographie des vibrations de la voix, VII, 906; Audition, VIII, 613; Tracés d'une même voyelle chantée, VIII, 684; étude des vibrations laryngiennes, IX, 629; photographie de la voix dans la pratique médicale, IX, 920; développement de l'énergie de la voix, IX, 982. — *Rayleigh*. Perception de la direction du son, VII, 554; Sensibilité de l'oreille, VII, 815. — *Waetzmann*. Théorie de la résonance de Helmholtz, VII, 980. — *Devaux-Charbonnel*. Photographie de la parole, VIII, 76. — *Fischer*. Théorie de l'audition, VIII, 440. — *Hill*. Plus petit intervalle de temps perceptible à l'oreille, VIII, 700. — *Mallock*. Sensibilité de l'oreille à la direction des sons explosifs, VIII, 778. — *Myers et Wilson*. Perception de la direction du son, VIII, 784. — *Bowkler*. Facteurs servant à déterminer la direction du son, IX, 238. — *Liore*. Transformation des courbes des tracés du phonographe, IX, 989. — *Rosset*. Nouvel inscripteur du son, IX, 990.

Optique.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE. — *Southal*. Théorie géométrique de la formation des images dans les instruments d'optique, VII, 163. — *Lamb*. Théorie des doublets collés, VII, 165. — *Porter*. Nature des images optiques, VIII, 45. — *Gouy*. Nivellements micrométriques, VIII, 74. — *Miculescu*. Mesure du diamètre des tubes capillaires au microscope, VIII, 236. — *Wright*. Télémètre à vis micrométrique, VIII, 317. — *Mallézos*. Lentilles, VIII, 615. — *Freudentberger*. Id., VIII, 699. — *Bergel*. Amplificateur microscopique divergent, VII, 942. — *Tomkins*. Focométre, IX, 107. — *Rayleigh*. Aberration des lentilles inclinées, IX, 168. — *Grimsehl*. Effet stéréoscopique singulier, IX, 645, 652. — *Rohr*. Id., IX, 952. — *Graaf Hinter*. Mesure du pouvoir définissant des objectifs, IX, 830.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Broca et Polack*. Vision des signaux de nuit dans la marine, VII, 576. — *Amar*. Effet de la lumière sur la vision, VII, 583. — *Rohr*. Vision dans l'espace dans l'observation binoculaire avec les instruments d'optique, VII, 700. — *Lazareff*. Décoloration des pigments sous l'influence de la lumière, VII, 741. — *Estanave*. Relief stéréoscopique, VII, 878; Plaques à réseaux lignés donnant le relief stéréoscopique, VIII, 925. — *Grunsehl*. Observation d'un objet à travers une fente étroite, VII, 983. — *Nutting*. Action physiologique de diverses radiations, VIII, 44. — *Tufts*. Spectrophotométrie de l'œil normal et daltonien, VIII, 56. — *Chauveau*. Perception du relief dans l'image photogrammétrique, VIII, 57. — *Minkiewicz*. Inductions successives des images colorées après une forte excitation de la rétine, VIII, 921. — *Rosenstiehl*. Cercle chromatique suivant l'hypothèse d'Young, VIII, 950; conséquence de la théorie d'Young, IX, 509. — *Proszynski*. Vision cinématographique sans scintillements, VIII, 954. — *Tscherning*. Verres de lunette orthoscopiques, IX, 544. — *Allen*. Persistance des impressions visibles, IX, 700. — *Galissot*. Phénomène de Purkinje, IX, 964.

OPTIQUE PHYSIQUE. — INTERFÉRENCES. — *Lummer*. Courbes d'interférence d'égal incidence, en lumière polarisée, VII, 67. — *Laue*. Thermodynamique des phénomènes d'interférence, VII, 85. — *Gehrke et Reichenheim*. Interférences des lames

à faces parallèles dans le spectre continu, 789. — *Proctor*. Mesures à l'interféromètre, VIII, 44. — *Rolhé*. Franges d'interférences produites par les photographies en couleur, VIII, 596. — *Chamberlain*. Interféromètre, VIII, 703. — *Ives*. Photographies en couleur de Lippmann, VIII, 703. — *Fabry et Buisson*. Interférences produites par les raies noires du spectre solaire, IX, 197. — *Rayleigh*. Effet d'un prisme sur les anneaux de Newton, IX, 239; franges d'interférence à l'aide de glaces prismatiques, IX, 262. — *Kohl*. Expérience de Michelson, IX, 446, 452. — *Sagnac*. Interférence de deux faisceaux superposés en sens inverse, IX, 984.

DIFFRACTION. — *Giesing*. Réseaux plans à réflexion, VII, 70. — *Boutaric*. Réseaux de diffraction, VII, 264. — *Barus*. Méthode d'observation des couronnes, VII, 477; Coloration des couronnes, VIII, 308; Couronnes avec la lumière du mercure, IX, 653. — *Ignatowsky*. Diffraction et réflexion déduites des équations de Maxwell, VII, 794; VIII, 372; IX, 74. — *Rayleigh*. Spectre de diffraction du professeur Wood, VII, 797; Théorie dynamique des réseaux, VIII, 207. — *Wood*. Maxima secondaires des spectres de réseaux, VII, 811. — *Schaeffer et Laugwitz*. Théorie des réseaux de Lamb, VII, 962. — *Schulze*. Diffraction, VIII, 856. — *Pocklington*. Anomalies dans l'intensité des spectres de diffraction, IX, 183. — *Winkelmann*. Diffraction à travers les réseaux, IX, 437. — *Shaxby*. Détermination graphique des intégrales de Fresnel, IX, 830.

RÉFLEXION. RÉFRACTION. — *Lummer et Kynast*. Appareil producteur de spectres pour les mesures de polarisation et de différence de phase, VII, 72. — *Kynast*. Changements de phase par réflexion, VII, 72. — *Fabry et Buisson*. Variation de la surface optique dans la réflexion, VII, 417. — *Ewell*. Représentation géométrique des phénomènes de réflexion, VII, 481. — *Ray*. Phénomène qui se produit en dehors de l'angle limite, VIII, 119. — *Maclaurin*. Intensité de la lumière réfléchiée par des substances transparentes, VIII, 152; Lumière polarisée elliptiquement par réflexion, VIII, 211. — *Coblentz*. La réflexion sélective considérée comme fonction du poids atomique, VIII, 699. — *Kœnisberger et Binder*. Réflexion normale sur les métaux et les composés métalliques, IX, 76. — *Rayleigh*. Réflexion sur le verre à l'angle de polarisation, IX, 263. — *Uhler*. Déviation produite par les prismes, IX, 654. — *Ingersoll et Birger*. Pouvoir réflecteur des métaux et indice de réfraction, IX, 712.

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Tissot et Pellin*. Prismes biréfringents, VII, 296. — *Sommerfeldt*. Type de cristal biaxe, VII, 541. — *Sommerfeldt et Hoppel*. Angle des axes optiques, VIII, 293. — *Joly*. Halos pleochroïques, VII, 558. — *Maclaurin*. Propriétés optiques des lames métalliques minces, VII, 716. — *Trolle*. Couleurs sur une lame d'apophyllite, VII, 724. — *Filon*. Dispersion de la double réfraction accidentelle, VIII, 159; Double réfraction dans le verre comprimé, VIII, 209. — *Ambrogn*. Pleichroïsme des miroirs métalliques, VIII, 295. — *Schulz*. Réflexion des anneaux doubles de Lummer, VIII, 447. — *Havelock*. Dispersion de double réfraction et structure cristalline, VIII, 772. — *Quincke*. Biréfringence, dichroïsme et propriétés électriques du soufre visqueux, IX, 64. — *Tutton*. Constantes optiques du gypse, IX, 169. — *Voigt*. Directions singulières dans les cristaux pleichroïques, IX, 438. — *Chaudier*. Biréfringence électrique des liqueurs mixtes et biréfringence optique des constituants solides, IX, 548. — *Gaubert*. Pseudopolychroïsme des sphérolites, IX, 613; polychroïsme des cristaux colorés artificiellement, IX, 631. — *Mac-Comb*. Dispersion de double réfraction et dispersion ordinaire des liquides, IX, 715.

POLARISATION. — POUVOIR ROTATOIRE. — *Fabry*. Polarisation par réfraction, VII, 485. — *Bourget, Id.*, VII, 485. — *De Chardonnnet*. Analyse optique des pyroxiles, VII,

485. — *Strasser*. Déplacement par le mouvement de la terre de l'azimut de polarisation d'un rayon réfracté, VII, 794. — *Piutti et Magli*. Pouvoir rotatoire des solutions d'aspartates VII, 918. — *Natanson*. Polarisation de la lumière transmise à travers un milieu doué de pouvoir rotatoire, VIII, 321. — *Darmois*. Dispersion rotatoire anormale, VIII, 601. — *Becquerel*. Absorption et polarisation rotatoire dans les cristaux de cinabre, VIII, 688. — *Dewar & Jones*. Basses températures et pouvoir rotatoire, VIII, 783. — *Pileikov*. Polarisation de la lumière diffuse, VIII, 855. — *Meslin*. Polarisation par diffusion latérale, VIII, 942. — *Zehnder*. Polarimètre à pénombre, IX, 79; polarisation par réflexion sur le verre, IX, 79. — *Caldwell et Whympner*. Détermination du pouvoir rotatoire, IX, 171; pouvoir rotatoire du sucre de canne accompagné d'autres substances, IX, 171. — *Lowry*. Pouvoir rotatoire dispersif dans les régions visible et violette, IX, 186. — *Meyer*. Théorie de l'inversion du sucre de canne, IX, 188. — *Hardin et Sikorsky*. Pouvoir rotatoire et constitution chimique des corps actifs, IX, 362. — *Molby*. Pouvoir rotatoire du quartz à la température de l'air liquide, IX, 700. — *Poynting*. Mouvement ondulatoire d'un arbre en rotation analogue avec un faisceau de lumière polarisée circulairement, IX, 840. — *Landerer*. Polarisation de la lumière solaire, IX, 981. — Voir pour le pouvoir rotatoire magnétique : « Phénomènes électro-optiques ».

PROPAGATION DE LA LUMIÈRE. — *Grinsehl*. Rapport des vitesses de la lumière, VII, 649. — *Garbassou*. Trajectoires et ondes lumineuses, VII, 663. — *Cantor*. Vitesse de la lumière, VIII, 127. — *Galitzine et Wilip*. Principe de Doppler pour les ondes lumineuses, VIII, 450.

Radiations.

RADIATIONS EN GÉNÉRAL. — *Mosengeil*. Rayonnement stationnaire dans une enceinte animée d'un mouvement uniforme, VII, 81. — *Foix*. Rayonnement des manchons à incandescence, VII, 135; de l'oxyde de cérium, VIII, 918. — *Jaeger*. Loi de Maxwell-Boltzmann, VII, 155. — *Nernst*. Eclat des corps noirs incandescents, VII, 642. — *Ehrenfest*. La loi du déplacement de Wien, VII, 651. — *Jean*. Id., VII, 651. — *Ehrenfest*. Théorie du rayonnement de Planck, VII, 651. — *Dreyer et Hamson*. Vitesse d'hémolyse des hématies sous l'action de la lumière, VII, 493; Action de la lumière sur les glycosides, etc., VII, 568. — *Ladenburg*. Température des particules de carbone incandescentes dans les flammes éclairantes, VII, 722. — *Jean*. Nouvelle conséquence de la loi du déplacement de Wien, VII, 974. — *Russner*. Energie lumineuse et calorifique des lampes à incandescence, VII, 975. — *Vøge*. Id., VII, 979. — *Davis*. Transformation en courant électrique de la radiation lumineuse qui touche une surface en mouvement, VIII, 43. — *Wood*. Rayonnement Auer, VIII, 47. — *Meunier*. Incandescence par le gaz, VIII, 59. — *Eckman*. Résonance par le rayonnement, VIII, 124. — *Lasareff*. Pâlisement des matières colorantes dans le spectre visible, VIII, 136. — *Drysdale*. Rendement lumineux, d'un radiateur intégral, VIII, 197. — *Fredenhagen*. Rayonnement d'origine purement thermique, VIII, 297. — *Paschen*, Id., 304. — *Reiche*. Lois de la compression du rayonnement d'une enceinte par une cloison semi-perméable, VIII, 381. — *J. J. Thomson*. Origine électrique de la radiation des corps chauds, VIII, 501. — *Perrin*. Loi de Stokes et mouvement brownien, VIII, 607. — *Bauer*. Rayonnement et température des flammes du bec Bunsen, VIII, 694, 939. — *Bauer et Moulin*. Constante de la loi de Stefan, IX, 468. — *Féry*. Propriétés sélectives des corps noirs, VIII, 758; approximation des corps noirs employés comme récepteurs, VIII, 937. — *Féry et Chêneveau*. Loi du rayonnement lumineux des lampes à incandescence, IX, 397. — *Ebeling*. Loi de variation de la température des conducteurs parcourus par un courant alternatif, IX, 90. — *Drysdale*. Equivalent mécanique de la lumière, VIII, 872; VIII, 771. — *Lebedew*. Pression de la

lumière sur les gaz, VIII, 854. — *Poynting*. Expériences sur la pression de la lumière, IX, 657. — *Millichau*. Etude du rayonnement, VIII, 937. — *Becker*. Rayonnement et température de la lampe Hefner, IX, 456. — *Meunier*. Conditions pour que le platine se maintienne incandescent dans l'intérieur d'un bec Bunsen, IX, 629. — *Michelson*. Actinomètre, IX, 640. — *Coblentz*. Rayonnement aux températures ordinaires, IX, 642. — *Wilson*. Courbe d'oscillation de la radiation émise par un corps noir, IX, 781. — *Bockwinkel*. Rayonnement dans un système qui se meut d'une vitesse uniforme par rapport à l'éther, IX, 912. — *Meunier*. Combustion à marche convergente, IX, 968.

PHOTOMÉTRIE. — *Féry*. Photomètre à lecture directe, VII, 632. — *Harms*. Photomètre photoélectrique, VII, 657. — *Maisel*. Photomètre polariseur à scintillation, VII, 739. — *Dow*. Photomètre à clignotement, VII, 816. — *Drysdale*. Rendement lumineux et équivalent mécanique de la lumière, VII, 872; VIII, 771. — *Thovert*. Dispositif spectrophotométrique, VII, 901; VIII, 834, 933. — *Houston*. Spectrophotomètre du type Hüfner, IX, 114, 646. — *Féry*. Spectrophotomètre à absorption, IX, 819. — *Lejer*. Spectrophotométrie des lampes Hefner et à osmium, VIII, 120. — *Taudin-Chabot*. Photomètre à scintillation, VIII, 302. — *Janet*. Unification des unités lumineuses, VIII, 493. — *Hyde*. Etude photométrique du rayonnement des corps, VIII, 712. — *Guilloz*. Dispositif pour faire varier l'éclairement d'une surface suivant une loi déterminée, VIII, 920. — *Hutschins*. Rendement lumineux d'une source, IX, 656.

RADIATIONS DE GRANDE LONGUEUR D'ONDE. — *Pfund*. Polarisation et réflexion sélective dans le spectre infra-rouge, VII, 160. — *Schmidt*. Bolométrie, VII, 659. — *Dubois*. Influence de la lumière solaire sur le dégagement et l'orientation des molécules gazeuses dans l'eau de mer, VII, 898. — *Fredenhagen*. Rayonnement thermique de la vapeur d'iode, VII, 974. — *Reinganum*. Id., VII, 978. — *Fredenhagen*. Rayonnement thermique et loi de Kirchhoff, VII, 982. — *Gargam de Moncetz*. Action photographique, VIII, 70. — *Coblentz*. Pouvoir réflecteur sélectif, VIII, 45. — *Warburg*, *Leithauser* et *Johansen*. Bolomètre dans le vide, VIII, 120. — *Spence*. Propriétés optiques pour l'infra-rouge des solutions colloïdales et des milieux troubles, VIII, 703. — *Nichols* et *Day*. Rayons restants, VIII, 707. — *Koch*. Rayons restants du gypse, IX, 79. — *Paschen*. Dispersion du sel gemme et de la sylvine dans l'infra-rouge, IX, 80. — *Trowbridge*. Id., IX, 80. — *Jeans*. Radiations calorifiques et répartition de l'énergie, IX, 350. — *Nyswander*. Absorption et réflexion des rayons infra-rouges sur la calcite et l'aragonite, IX, 704.

RADIATIONS CHIMIQUES. PHOTOGRAPHIE. — *Eykmann* et *Trivelli*. Action de la lumière sur les plaques photographiques, VII, 69. — *Roussy*. Pelliplanimètre photographique, VII, 486. — *Villard*. Phénomène pseudo-photographique, VII, 506. — *Guehard*. Photographie des couleurs, VII, 574. — *Thovert*. Id., VIII, 917. — *Sheppard* et *Mees*. Théorie des procédés photographiques, VII, 719. — *Lippmann*. Épreuves réversibles donnant la sensation du relief, VII, 821. — *Ives*. Photographies des couleurs trichromes par interférence, VIII, 42; Etude du procédé Lippmann, IX, 416. — *Guilleminot*. Effets biochimiques des radiations, VIII, 77. — *Weigert*. Actions chimiques de la lumière, VIII, 79; Explication thermodynamiques des processus photochimiques, IX, 538. — *Calmels* et *Clerc*. Trame photographique, VIII, 67. — *Delvalez*. Photographies colorées, VIII, 180. — *Zschimmer*. Composition et transparence des verres pour l'ultraviolet, VIII, 298. — *Wallac*. Recherches sensitométriques, VIII, 453. — *Gargam de Moncetz*. Polarisation, VIII, 927. — *Walter*. Polarisation des plaques photographiques, IX, 81. — *Wallate*. Sensibilité des plaques photographiques, IX, 418. — *Wallace* et *Lemon*. Sensitométrie, IX, 430. — *Kernbaum*. Action chimique sur l'eau des rayons

ultra-violet, IX, 545. — *V. Henri et Schnitzler*. Action des rayons ultraviolets sur la fermentation acétique du vin, IX, 532. — *V. Henri, Helbronner et Recklinghausen*. Stérilisation par les rayons ultra-violet, IX, 973. — *Meyer*. Influence de la lumière sur la chromogélatine, IX, 584. — *Dornic et Daïre*. Stérilisation par les rayons ultraviolets, IX, 611. — *Hercheffinkel*. Décomposition du CO² par les rayons ultraviolets, IX, 613. — *De Moncet*. Formule de sensibilisation chromatique, IX, 626. — *Van Aubel*. Production d'ozone par la lumière ultraviolette, IX, 630. — *Raybaud*. Nocivité du rayonnement solaire, IX, 630. — *Mallock*. Agrandissement photographique des petits objets solides, IX, 781. — *Estanève*. Obtention du relief stéréoscopique, IX, 917. — *Boutan et Feytaud*. Photographie stéréoscopique en couleur, IX, 989. — *Van Aubel*. Production d'ozone par la lumière ultraviolette, IX, 917. — *Urbain, Scal et Ferge*. Stérilisation de l'eau, IX, 928. — *Vallet*. Stérilisation de grandes quantités d'eau par les rayons ultra-violet, IX, 979. — *Courmont, Nogui et Rochain*. Eau stérilisée par les rayons ultra-violet, IX, 995. — *D. Berthelot et Gaudechon*. Effets chimiques des rayons ultra-violet, IX, 987; id. sur les corps gazeux, IX, 982; effets oxydants, IX, 991; synthèse photochimique des hydrates de carbone, IX, 995.

FLUORESCENCE, PHOSPHORESCENCE. — *De Kowalski et Garnier*. Optimum de phosphorescence, VII, 494; fluorescence à basse température, VII, 584. — *De Kowalski*. Déclin de la phosphorescence à basse température, VIII, 924; Étude sur la luminiscence, IX, 719. — *Wood*. Fluorescence de la vapeur de sodium, VII, 536; VIII, 704; Absorption par fluorescence, IX, 333; Emission de lumière polarisée par les gaz fluorescents, IX, 255. — *Greinacher*. Fluorescence et loi de Lambert, VII, 658. — *Werner*. Etablissement et amortissement des bandes de phosphorescence, VII, 794. — *Becquerel*. Spectres de phosphorescence, VII, 899. — *H. et J. Becquerel et Kamerlingh Onnes*. Phosphorescence aux très basses températures, IX, 860, 965. — *Glark*. Fluorescence latente et sensibilisation optique, VII, 979. — *Glark et Meyer*. Fluorescence des dérivés de la benzine, VII, 979. — *Wick*. Fluorescence de la résorufine, VIII, 46, 297. — *Nichols et Merrill*. Luminiscence, VIII, 53, 710; IX, 705. — *Dienert*. Fluorescence, VIII, 72; Fluorescence des eaux dans le contrôle de la stérilisation des eaux, IX, 926. — *Gernez*. Triboluminescence des composés racémiques, VIII, 594. — *Bloch*. Phosphorescence, VIII, 683; flamme de phosphorescence et flamme de combustion du soufre, VIII, 937; Phosphorescence et oxydation de l'arsenic, IX, 624. — *Urbain*. Optimum des phosphorescences des composés binaires, VIII, 693. — *Mac Dowell*. Fluorescence et absorption de l'anthracène, VIII, 696. — *Pierce*. Thermoluminescence, VIII, 700, 702. — *Trowbridge*. Photométrie d'un gaz fluorescent, VIII, 703. — *Wood et Carter*. Spectres de fluorescence et de rotation magnétique de la vapeur de potassium, VIII, 706. — *Waggoner*. Phosphorescence de courte durée, VIII, 707. — *Jervis-Smith*. Luminiscence engendrée par induction électrostatique dans un récipient à vide en silice, IX, 174, 183. — *Swinton*. Occlusion du gaz résiduel et fluorescence des parois des tubes de Crookes, IX, 184. — *Scharf*. Luminiscence du phosphore, IX, 189. — *Gaubert*. Substance fluorescente dérivée de la physostigmine, IX, 627. — *Bruninghaus*. Absorption et phosphorescence, IX, 634. — *Laird*. Rayons de décharge, IX, 702. — *Gibbs*. Effet de la température sur la fluorescence et l'absorption, IX, 705. — *Collié*. Propriété du néon, IX, 832. — *Gill*. Lueur provenant du palladium dans le tube à vide, IX, 836. — *Lénard, Kamerlingh Onnes et Pauji*. Sulfures phosphorescents aux basses températures, IX, 861. — *G. de Bois et Elias*. Influence de la température et de l'aimantation sur les spectres d'absorption et de fluorescence sélectives, IX, 862. — *Gernez*. Restitution des propriétés phosphorescentes aux sulfures alcalino-terreux, IX, 922. — *Dienert*. Recherche des substances fluorescentes dans quelques eaux minérales IX, 995.

RADIOPHONIE. — *Hesehus*. Sensibilité du sélénium à la lumière, VII, 538. — *Reinganum*. Pile au sélénium, VII, 729. — *Holman*. Phénomènes photoélectriques, VIII, 51. — *Athanasiadis*. Relation entre l'éclairement du sélénium et sa conductibilité, VIII, 372; Action des rayons Röntgen sur le sélénium, IX, 95. — *Brown et Stebbins*. Changement de résistance des éléments au sélénium, VIII, 699. — *Minchin*. Ponts en séléno-aluminium, IX, 167. — *Stebbins*. Sensibilité du sélénium aux différentes couleurs, IX, 413. — *Ries*. Sensibilité lumineuse du sélénium, IX, 649. — *Pfund*. Propriétés optiques et électriques du sélénium métallique, IX, 705. — *Mac-Dowell*. Propriétés électriques du sélénium, IX, 707.

INDICES DE RÉFRACTION. — *Chénaveau*. Propriétés optiques des solutions, VII, 362; IX, 970; Goniomètre réfractomètre autocollimateur, IX, 823. — *Gifford*. Indices de réfraction de l'eau et de l'eau de mer, VII, 718. — *Schaeffer*. Sels de terres rares dans différents dissolvants, VII, 732. — *Proctqr*. Indices et dispersion, VIII, 44. — *Cuthberston et Metcalfe*. Indices de réfraction de K, Zn, Ca, Mg, As, Se et Fe gazeux, VIII, 160; de l'oxyde azotique, 789; des anhydrides sulfureux et sulfurique gazeux, VIII, 788; de Hg, S, Ph, He, VIII, 789. — *Burton*. Indices de réfraction de l'argon et l'hélium, VIII, 788. — *Rentschler*. Mesures d'indices de réfraction, IX, 425. — *Hess*. Relation entre la contraction et les trois formes usuelles du pouvoir réfringent des liquides, IX, 435. — *Larsen*. Relation entre l'indice de réfraction et la densité de quelques silicates, IX, 636. — *Van Aubel*. Contraction de volume et pouvoir réfringent des mélanges liquides, IX, 919. — *Decombe*. Mesure des indices au moyen du microscope, IX, 925. — *Fery*. Nouveau réflectomètre, IX, 966.

DISPERSION. — *Erffe*. Nombre de Loschmidt et dispersion, VII, 962. — *Coblentz*. Réflexion sélective et dispersion anormale, VII, 975. — *Julius*. Distribution arbitraire de la lumière par dispersion, VIII, 148. — *Moll*. Dispersion du sel gemme, VII, 230. — *Bremen Kampf*. Formules de dispersion, VIII, 231. — *Mandelstam*. Théorie de la dispersion, VIII, 292. — *Plank*. Remarque, VIII, 304. *Paschen*. Dispersion du sel gemme et de la sylvine dans l'infra-rouge, VIII, 445. — *Rubens*. Id., VIII, 445. — *Tikhoff, Stein, Lebedew, Nordmann*. Dispersion apparente dans l'espace interstellaire, VIII, 600. — *Williams*. Etude de la dispersion anormale à l'aide des spectres cannelés, VIII, 701. — *Burton*. Dispersion dans l'argon et l'hélium, VIII, 788. — *Cuthberston et Metcalfe*. Dispersion du mercure, du soufre et du phosphore et de l'hélium, VIII, 789. — *Paschen*. Dispersion sel gemme et de la sylvine dans l'infra-rouge, IX, 80. — *Trowbridge*. Rem., IX, 80. — *Mac-Laurin*. Formule de dispersion, IX, 180. — *C. et M. Cuthberston*. Réfraction et dispersion du krypton et du xénon, IX, 184. — *Laub*. Mouvement moléculaire et dispersion des gaz, IX, 443.

SPECTROSCOPIE. MÉTHODES. INSTRUMENTS. — *Hamy*. Mécanisme permettant de maintenir un train de prismes au minimum de déviation, VII, 52; Spectroscopie à miroir, VII, 569. — *Léo Arons*. Lampe à amalgame, VII, 401. — *De Grammont*. Photographie spectrale des minéraux, VII, 491. — *Troymann*. Spectrophotomètre Hufner, VII, 560. — *Soddy*. Le calcium comme absorbant du gaz employé dans les recherches spectroscopiques, VII, 719. — *Hemsalech et Watteville*. Spectroscopie des flammes, VIII, 58. — *Julius*. Distribution arbitraire de la lumière produite par dispersion, VIII, 148. — *Giesing*. Réseaux plans à réflexion, VIII, 149. — *Wood*. Méthode interférentielle pour l'étude de la répartition des raies, VIII, 292; Photographie des spectres très faibles, IX, 417. — *Humphreys*. Appareil pour obtenir des arcs électriques sous des pressions élevées, VIII, 449. — *Hartley*. Procédés facilitant l'étude des spectres, VIII, 455. — *Galitzine*. Spectroscopie à échelons, VIII, 855. — *Buisson et Fabry*. Mesure de

très petits déplacements des raies spectrales, VIII, 938. — *Plaskett*. Influence de la largeur de la fente sur la précision de la détermination de la vitesse radiale, IX, 423. — *Fowler et Cagle*. Photographies de spectres, IX, 424. — *King*. Four électrique pour recherches spectroscopiques, IX, 424. — *Bell*. Formes commodes de prismes de comparaison, IX, 434. — *Joye*. Réglage d'un spectrographe, IX, 491. — *Uhler*. Prismes à déviation constante des spectroscopes de Hilger, IX, 707. — *Féry*. Prismes à face courbes, IX, 762. — *H. du Bois, Elias et Lowe*. Appareil spectral autocollimateur, IX, 864.

GÉNÉRALITÉS SUR LES SPECTRES. — *Nulling*. Structure des raies, VII, 161 ; intensité relative des raies spectrales, IX, 419. — *Paschen*. Effet Doppler dans le spectre des rayons-canaux de l'hydrogène, VII, 405 ; de l'oxygène, VII, 408 ; VII, 735, 971. — *Ritz*. Origine des spectres en série, VII, 489. — *Wien*. Energie et entropie des lignes spectrales, VII, 958. — *Laue*. Entropie des faisceaux de rayons imparfaitement cohérents, VII, 966. — *Wien et Zenneck*. Photographies spectrales au moyen du téléobjectif, VII, 972. — *Fredenhagen*. Cause de l'émission spectrale des flammes Bunsen, VII, 982 ; VIII, 299 ; effet Doppler pour les rayons cathodiques et anodiques, VIII, 306. — *Hartley*. Thermo-chimie des spectres de flamme, VIII, 204. — *Ekman*. Résonance et théorie des lignes spectrales, VIII, 131. — *Stark*. Effet Doppler dans les spectres de H et Hg, VIII, 145 ; Énergétique et chimie des spectres de bandes, IX, 643. — *Baeyer*. Structure des raies les plus fines, VIII, 149. — *Goldstein*. Les deux spectres de raies des éléments chimiques, VIII, 296 ; Double spectre de raies des éléments, IX, 411 ; Production des spectres de raies, IX, 436. — *Carlheim-Gyllerskold*. Origine des spectres de bandes, VIII, 320. — *Ritz*. Spectres à séries, VIII, 383. — *Lyman*. Propriétés de la lumière de courte longueur d'onde, VIII, 701. — *Wood*. Spectres de résonance de la vapeur de sodium, VIII, 704. — *Sieg*. Formule générale de dispersion et pouvoir de résolution, VIII, 705. — *Rogowsky*. Changement du spectre de l'H, sous l'influence de fortes décharges, VIII, 854. — *Perot*. Renversement de la radiation verte émise par l'arc au mercure dans le vide, VIII, 927. — *Fabry et Buisson*. Comparaison des raies du spectre de l'arc électrique et du soleil, VIII, 934. — *Hemsalech et Zimmern*. Etincelle de résonateur, VIII, 936. — *Nyswander*. Répartition de l'énergie dans le spectre d'un filament de tungstène, IX, 706. — *Irwing*. Caractères électriques des sources de lumière, IX, 710. — *Meslin*. Structure des raies spectrales, IX, 986. — *Hemsalech*. Durée de l'émission des raies spectrales, IX, 996. — *Bauer*, Emission des gaz, IX, 997.

EFFET DE LA PRESSION. — *Schonrock*. Pression et largeur des raies, VII, 69. — *Duffield*. Effet de la pression sur le spectre de l'arc fer, VIII, 214 ; de l'arc cuivre, IX, 181. — *Larmor*. Déplacement des raies spectrales, VIII, 452. — *Humphreys*. Influence de la pression sur les raies du spectre, VIII, 448, 452. — *Brooks*. Spectre du magnésium aux pressions réduites, IX, 431. — *Rossi*. Effet de la pression sur les spectres de bandes des fluorures alcalino-terreux, IX, 833.

(Pour les effets dus au champ magnétique, voir page 1086.)

SPECTRES DE DIVERS CORPS. — *Eberhard*. Etude spectroscopique des préparations de terbium du Dr Urbain, VII, 166. — *Lawton*. Spectre de l'azote, VII, 479. — *Crozes*. Spectre de l'azote dans l'infra-rouge, IX, 969. — *Cady et Arnold*. Arc entre électrodes métalliques, VII, 480. — *Fabry et Buisson*. Id., IX, 929, 994. — *Blythwood et Scoble*. Photographie de certaines raies de l'arc entre λ 5.800 et λ 8.500, VII, 162. — *Pfund*. Arc des métaux, IX, 415. — *Humphreys*. Spectre de l'anode et de la cathode d'un arc, IX, 414. — *Anderson*. Spectre d'étincelle, VII, 164. — *De Gramont*. Spectre d'étincelles de solutions, VII, 582 ; Raies des métalloïdes, VIII, 76 ; Spectre de dissociation de l'argent, VIII, 603. — *Duffield et Rossi*. Spectre

d'émission de l'argent, IX, 427. — *Hemsalech* et de *Watteville*. Spectre de flamme, VII, 593; du calcium, VIII, 600; IX, 633, 637. — *Barnes*. Id., IX, 413. — *King*. Intensité des raies du calcium, IX, 425, 432, 434. — *Canjone*. Spectre d'émission des gaz à la température de l'air liquide, VII, 664; des sels d'uranium, VII, 664. — *Crookes*. Spectre ultraviolet de l'yttrium, VII, 709. — *Hartley*. Spectres d'étincelles, VII, 718. — *Castellé*. Modification graduelle du premier spectre des lignes d'émission du mercure, VII, 820. — *Pflueger*. Distribution de l'intensité du spectre du mercure, IX, 78. — *Coblentz*. Spectre d'émission de la flamme de CS₂, VIII, 42. — *Urbain*. Spectre d'étincelle du dysprosium, VIII, 65. — *Fowler*. Spectre cannelé de l'oxyde de titane, VIII, 211. — *Moll*. Spectres infra-rouges, VIII, 229. — *Pollet* et *Léonard*. Spectres qualitatifs, VIII, 455. — *Kinoshita*. Observations spectroscopiques sur les rayons-canaux, VIII, 506. — *De Gramont* et de *Watteville*. Spectre ultra-violet du silicium, VIII, 601. — *Sheard*. Spectres de l'argon et de l'hydrogène, VIII, 708. — *Brooks*. Spectre du magnésium, VIII, 783. — *Stark*. Spectre de l'oxygène. Effet Doppler, IX, 66. — *Stark* et *Steubing*. Intensité dans le spectre des rayons canaux de l'hydrogène, IX, 69. — *King*. Spectre dans un four chauffé dans une atmosphère d'H., IX, 417. — *Gerdien* et *Holm*. Spectre de rayons canaux de l'hélium, IX, 94. — *Wood*. Spectre de résonance de la vapeur de sodium, IX, 249; Séries principales du sodium, IX, 334; Séries de Balmer dans le spectre du sodium, IX, 428. — *Watson*. Spectre des constituants les plus légers de l'air, IX, 173. — *Cameron* et *Ramsay*. Spectre de l'émanation du radium, IX, 174. — *Rutherford* et *Royds*. Id, IX, 239. — *Royds*. Id., IX, 774. — *Fowler*. Spectre du scandium, IX, 178. — *Duffield*. Spectre de l'arc du fer au voisinage des pôles, IX, 415. — *Evans*. Id., IX, 431. — *Hemsalech* et de *Watteville*. Spectre de flamme du fer, XI, 923. — *Evans*. Spectre du titane, IX, 431. — *Saunders*. Séries dans le spectre des métaux alcalins, IX, 419. — *Runge*. Spectre des métaux alcalins, IX, 638. — *Saunders*. Séries dans le spectre du Ba, IX, 423. — *Lecoq de Boisbaudran*. Spectres de bandes du Ba et Al, IX, 628. — *Paschen*. Spectre de raies de l'infra-rouge, IX, 435. — *De Grammont* et de *Watteville*. Spectre ultra-violet des bandes du phosphore, IX, 550. — *Urbain*. Analyse spectrographique des bandes, IX, 610. — *Coblentz*. Spectre d'émission infra-rouge, IX, 641. — *Wesendonck*. Spectre de Swann, IX, 648. — *De Grammont* et *Drecq*. Conditions d'apparition des bandes attribuées au cyanogène, IX, 983. — *Groze*. Spectres de bandes des gaz carbonés, IX, 993.

SPECTRES D'ABSORPTION. — *Kuch* et *Retschensky*. Absorption sélective dans l'arc au mercure, VII, 79. — *Van Gulik*. Spectre d'absorption de la chlorophylle, VII, 603. — *Dufour*. Influence de la pression sur les spectres d'absorption des vapeurs, VII, 487. — *Wick*. Absorption de la résorufine, VIII, 46, 297. — *Pflueger*. Absorption dans les gaz luminescents, VIII, 428. — *Elston*. Spectres de fluorescence et d'absorption des vapeurs d'anthracène et de phénanthracène, VIII, 148. — *Becquerel* et *Kamerlingh Onnes*. Spectres d'absorption des terres rares aux basses températures, VIII, 234. — *Wood*. Bande d'absorption en présence d'un gaz étranger, VIII, 449; Spectre d'absorption et de fluorescence de la vapeur de sodium, IX, 702. — *Wood* et *Guthrie*. Spectre d'absorption ultra-violet de certaines vapeurs métalliques, IX, 432. — *Anderson*. Spectres d'absorption et d'émission, des composés du néodymium et d'erbium, VIII, 450. — *Stark*. Absorption et fluorescence du benzène, VIII, 509. — *Mac Dowell*. Anthracène, VIII, 696. — *Trowbridge*. Propriétés optiques du collodion et du celluloid, VIII, 709. — *Hartley*. Spectres d'absorption des vapeurs et des solutions de benzène, VIII, 780. — *Byk*. Absorption des combinaisons du cuivre dans l'ultra-violet, VIII, 856. — *Retschinsky*. Spectre d'absorption des sels fondus, IX, 82. — *Du Bois, Elias, Hantzsch* et *Clark*. Optique des solutions de chromates et de permanganates, IX, 536. — *Jones* et *Strong*. Spectres d'absorption de divers sels dissous de K et d'Ur

IX, 701. — *Strong*. Déplacement de bandes d'absorption avec la température, IX, 715. — *Sheppard*. Influence de l'état des couleurs en solution sur leur spectre d'absorption, IX, 783. — *Houston*. Mécanisme des spectres d'absorption des solutions, IX, 842.

ABSORPTION. DIFFUSION. — *Dreyer et Hansen*. Action de la lumière sur les glycosides, les enzymes, etc., VII, 368. — *Chmyrow et Slatowarski*. Diffusion de la lumière polarisée, VII, 652. — *Lehmann*. Les phénomènes colorés dans les cristaux semi-fluides, VII, 654. — *Müller*. Propriétés optiques des métaux colloïdaux, VII, 792. — *Rayleigh*. Lumière diffusée par des traits fins, VII, 808. — *Lyman*. Absorption pour les radiations de courte longueur d'onde, VIII, 147, 701. — *Mie*. Optique des milieux troubles, VIII, 378. — *J. Becquerel*. Influence des variations de température sur l'absorption par les solides, VIII, 306. — *Bloch*. Théorie de l'absorption dans les gaz, VIII, 689. — *Steubing*. Propriétés optiques des solutions d'or colloïdal, IX, 74. — *Walter*. Loi d'absorption de Roentgen, IX, 97. — *Seitz*, Réponse, IX, 448. — *Turner*. Argent transparent et autres lames métalliques, IX, 178. — *Lyman*. Pouvoir absorbant de quelques gaz, IX, 413; transparence de l'acide borique, IX, 420. — *Kapelyn*. Absorption de la lumière dans l'espace, IX, 427. — *Lebedew*. Id., 430. — *Fischer*. Théorie de la coloration, IX, 539. — *Kalendek*. Absorption lumineuse par les solutions de couleur d'aniline et résonance optique, IX, 647.

MESURES DE LONGUEUR D'ONDE. — *Buisson et Fabry*. Mesures de longueurs d'onde, VII, 169, 421; Mesure de petites variations de longueurs d'onde, IX, 298. — *Rayleigh*. Id., IX, 247. — *Dyson*. Longueurs d'onde dans les spectres obtenus pendant les éclipses du soleil de 1900, 1901, 1905, VII, 713. — *Julius*. Longueur d'onde des bandes d'émission et d'absorption dans l'infra-rouge, VIII, 231. — *Kayser*. Constance des longueurs d'onde spectrales, VIII, 453. — *Eversheim*. Longueur d'onde étalon, VIII, 453. — *Koch*. Longueur d'onde des rayons restants du gypse, IX, 79. — *Kent et Avary*. Longueur d'onde des raies du titane, IX, 412. — *Evershed*. Longueur d'onde de H δ et H ϵ dans le spectre solaire, IX, 421. — *Pfund*. Longueurs d'onde des raies étalon du fer, IX, 422. — *Cooper*. Influence des conditions de production du spectre, IX, 434. — *Watson*. Longueur d'onde des raies du spectre secondaire de l'H, IX, 782.

Électricité et Magnétisme.

ELECTROSTATIQUE. — *Young*. Champ de la pointe d'une aiguille électrisée et force mécanique, VII, 564. — *Hesehus*. Electricité de contact, VII, 736. — *Wommelsdorf*. Machines à influence, VII, 962, 129; machines à secteurs noyées dans un isolant solide, VII, 963. — *Tereschin et Georgiewsky*. Electrification du corps humain, VIII, 291. — *Melander*. Charges électrostatiques par frottement, VIII, 298. — *Bandl*. Propriétés des feuilles d'Al minces dans un champ électrostatique, VIII, 510. — *Sanford*. Réalité physique des lignes de force, VIII, 700. — *Wells*. Induction dans les cylindres métalliques, VIII, 700. — *Robertson*. Charges acquises par des conducteurs isolés, VIII, 710. — *Audrain et Demerliac*. Inégalités de potentiel électrique en différents points de l'organisme, VIII, 941. — *Oven*. Electricité de frottement, IX, 343.

DIÉLECTRIQUES. — *Monach*. Diélectrique soumis à des champs électriques alternatifs, VII, 81. — *Kahlenberg et Antony*. Pouvoir inducteur des oléates, VII, 229. — *Bouty*. Cohésion diélectrique de l'hélium, VII, 490; du néon et de ses mélanges, IX, 918; de l'argon, IX, 992. — *Holtz*. Figures de Lichtemberg, VII, 538;

spectres de lignes de forcè et pouvoir inducteur, VII, 554. — *Trouton et Russ.* Charge résiduelle, VII, 564. — *Malclès.* Diélectriques liquides, VII, 585; Résidus diélectriques, VIII, 631; Pénétration des diélectriques, IX, 987. — *Campbell.* Capacités inductives du papier sec et de la cellulose solide, VII, 711. — *Tangl.* Pouvoir inducteur de l'air sous haute pression, VII, 962; de quelques gaz, IX, 56. — *Baumgart.* Utilisation possible de l'effet Wilson, VII, 971. — *Schweidler.* Anomalies diélectriques, VIII, 133. — *Vonwiller et Mason.* Capacité inductive spécifique du Se pur, VIII, 159. — *Joffé.* Viscosité électrique dans le quartz cristallisé, VIII, 392. — *Madelung.* Hystérésis diélectrique, VIII, 507. — *Bouchel.* Déformations des diélectriques, VIII, 650. — *Walden.* Pouvoir dissolvant et constante diélectrique, VIII, 867. — *Beaulard et Maury.* Absorption de l'énergie électrique par un milieu diélectrique, IX, 39. — *Mattenklodt.* Mica, IX, 89. — *Haworth.* Porcelaine, IX, 175. — *Dunoyer.* Variation de conductibilité du verre avec la température, IX, 634. — *Thornton.* Mesure des constantes diélectriques, IX, 835. — *Wilson.* Induction électrostatique dans les isolants solides, IX, 834.

CONDENSATEURS. — *Kaufmann.* Théorie du condensateur, VIII, 508. — *Zéleny et Andrews.* Capacité des condensateurs en papier et câbles téléphoniques, VIII, 705. — *Mercanton.* Résidus des condensateurs, IX, 617. — *Eickhoff.* Jaillissement des condensateurs, IX, 652.

CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE. — *Baedeker.* Conductibilité et pouvoir thermo-électrique de quelques combinaisons de métaux lourds, VII, 77. — *Broniewski.* Résistance électrique et dilatation des solides, VII, 227; Résistance électrique et dilatation des métaux, VII, 909; Propriétés électriques des alliages Al-Ag, IX, 998. — *Kamerlingh Onnes et Klay.* Résistance des métaux aux très basses températures, VII, 313. — *Kænigsberg et Reichenheim.* Variation de la conductibilité, VII, 653. — *Reinganum.* Conductibilités électriques et calorifiques des métaux, VII, 729. — *Nicolai.* Résistance électrique des métaux, VII, 937. — *Szivessy.* Variation de résistance par l'oxygène occlus, VII, 970. — *Goodwin et Mailey.* Sels fondus, VIII, 57. — *Roy.* Echauffement des conducteurs, VIII, 477. — *Schrott.* Conductibilité du sélénium allotropique, VIII, 506. — *Willow.* Résistance des alliages, VIII, 512. — *Kænigsberger.* Conductibilité électrique, VIII, 514. — *Schenck.* Conductibilité des alliages, VIII, 515. — *Guntz et Broniewski.* Résistance électrique des métaux alcalins, du gallium et du tellure, VIII, 694. — *Stewart.* Type de grande résistance, VIII, 700. — *Wick.* Propriétés électriques du silicium, VIII, 705. — *Pêcheur.* Influence des matières étrangères sur la résistivité de l'aluminium, VIII, 933; Résistivité des cupro-aluminiums, VIII, 940; Propriétés électriques des aciers, IX, 632. — *Barrée.* Variation de résistance de l'alliage Cu-Al avec la température, IX, 621. — *Smith.* Variation de résistance du manganin avec l'humidité, IX, 263; influence de la traction sur la conductibilité, IX, 701; de la torsion, IX, 706. — *Lees.* Résistance d'un conducteur dont la largeur varie brusquement, IX, 275. — *Guertler.* Loi de Matthiesen, IX, 640. — *Rudolf.* Conductibilité des alliages et coefficient de température, IX, 651. — *Kamerlingh Onnes et Clay.* Résistance des métaux aux basses températures, IX, 853. — *Clay.* Id., 855. — *Goddard.* Conductibilité des poudres, IX, 706. — *Lafay.* Mesure des pressions élevées par les variations de conductibilité, IX, 617.

THERMO-ÉLECTRICITÉ. — *Schoute.* Le phénomène de Thomson dans le mercure, VII, 316. — *Lecher.* Point d'inversion et effet Peltier au contact fer-cuivre, VII, 531. — *Pêcheur.* Thermoélectricité du nickel, VII, 669, du cobalt, VIII, 609; de l'aluminium, VIII, 933; des cupro-aluminiums, VIII, 940. — *Reboul.* Phénomènes thermo-électriques et thermo-capillaires dans les gaz, VII, 840. — *White.* Constance des éléments thermo-électriques, VII, 980. — *Henderson.* Pouvoir

thermoélectrique des métaux en contact avec leurs sels, VIII, 54. — *Wick*. Pouvoir thermoélectrique du couple Cu — Si, VIII, 55. — *Cermak*. Effet Peltier au contact du fer constantan et du cuivre-nickel, VIII, 126; Pouvoir thermoélectrique et effet Peltier au passage de l'état solide à l'état liquide, IX, 63. — *Podszus*. Pouvoirs thermoélectriques des électrolytes, IX, 94. — *Wagner*. Influence de la pression, IX, 95. — *Horig*. Id., IX, 447. — *Kunz*. Théorie corpusculaire des forces thermo-électriques, IX, 328.

ELECTROCHIMIE. ELECTROLYSE. — *Holtz*. Méthode pour obtenir de beaux arbres métalliques, VII, 660. — *Boizard*. Conductibilité des mélanges d'acides (ou de bases) et d'eau, VII, 119. — *Mallet et Ph.-A. Guye*. Electrolyse des chlorures alcalins, VII, 225. — *Demolis*. Id., VII, 233. — *Bomer*, Id., VII, 233. — *Hostalct*. Diffusion dans le fonctionnement des électrodes, VII, 232. — *Durrant*. Diffusion dans les électrolytes, VII, 716. — *Duloit et Demierre*. Réactions ioniques dans l'acétone, VII, 234. — *Schulze*. Electrodes de tantale, VII, 405. — *Leduc et Labrousse*. Electrolyse de solutions très étendues d'azotate et d'oxyde d'argent, VII, 482. — *Malfitano et Michel*. Hydrolyse de perchlorure de fer, VII, 489, 580, 897. — *Brochet*. Réactions de la cuve de nickelage, VII, 570; Soude électrolytique, VIII, 614. — *Chaumat*. Réduction électrolytique de l'indigo, VII, 587. — *Johnston*. Constantes d'affinité des électrolytes amphotères, VII, 708. — *Cumming*. Id., VII, 708. — *Walker*. Id., VII, 708. — *Muller et Königsberger*. Mesures électriques et optiques à la surface de séparation métal électrolyte, VII, 729. — *Roux*. Mobilité anormale des ions de quelques terres rares, VII, 894. — *Doumer*. Electrolyse de solutions d'acide chlorhydrique pur, VII, 897, 907. — *Guilloz*. Id., VII, 897. — *Prudhomme*. Conductibilité moléculaire et dilution, VII, 914. Demi-électrolytes, VII, 914. — *Briner*. Electrolyse du chlorure de sodium, VII, 915. — *Lunden*. Hydrolyse des acides et des bases faibles, VII, 919. — *Goodwin et Wentworth*. Ionisation des sels fondus, VIII, 42. — *Goodwin et Mailey*. Conductibilité électrique des sels fondus, VIII, 57, 695. — *Goodwin et Kalmus*. Id., 709. — *Franklin et Frendenberger*. Résistance des électrolytes, VIII, 53. — *Doumer*. Vitesses de transport, VIII, 63. — *Reinganum*. Voltamètre à électrode de sélénium, VIII, 518. — *Delvalez*. Figures de Nobili, VIII, 174. — *Sutherland*. Ionisation dans les solutions, VIII, 498. — *Smith et Mather*. Voltamètre à argent, VIII, 775. — *Smith et Lowry*. Id., 775. — *Hantzsch et Caldwell*. Acides et pseudo-acides en solution dans la pyridine, VIII, 860. — *Gorke*. Solution d'acide picrique et mobilité de l'ion H, VIII, 865. — *Jones et Weazey*. Conductibilité et frottement interne, VIII, 867; Conductibilité et frottement interne des solutions de tétraéthylammonium, IX, 187. — *Kohlraush et Weber*. L'équivalent électrochimique dépend-il de la température? IX, 61. — *Kohlraush*. Équivalent électrochimique de l'argent, IX, 64. — *Laporte et de la Gorge*. Id., IX, 922. — *Mie*. Courbe de saturation dans un liquide conducteur, IX, 64. — *Haber*. Électrolytes solides, IX, 70. — *Whetam et Paine*. Propriétés électrolytiques des solutions diluées d'acide sulfurique, IX, 169. — *Drucker et Krsnjavi*. Nombre de transport de l'acide chlorhydrique, IX, 196. — *Diethlem et Foerster*. Réduction électrolytique des solutions de titane, IX, 189. — *Oddo et Scandola*. État des corps dans l'acide sulfurique pur, IX, 190. — *Noyes et Rato*. Nombre de transport des acides azotique et chlorhydrique, IX, 192. — *Noyes*. Sels en solution aqueuse aux températures élevées, IX, 366. — *Lehfeldt*. Équivalents électrochimiques de H et O, IX, 250. — *Duloit et Rappeport*. Conductibilité limite dans l'alcool éthylique, IX, 366. — *Duloit et Duperthuis*. Viscosité et conductibilité limites, IX, 371. — *Jaffé*. Conductibilité de l'hexane pur, IX, 446. — *Heidweiller*. Constante d'ionisation de l'eau, IX, 448. — *Lewis*. Concentration des ions, IX, 534. — *Pissarjewsky et Karp*. Conductibilité électrique, IX, 535. — *Dubrisay*. Décomposition hydrolytique du bromure et de l'iode de bismuth, IX, 516. — *Bournat*. Absorption d'ions, IX,

636. — *Stoney*. Tensions des pellicules métalliques déposées par électrolyse, IX, 780. — *Vignon*. Transport électrique dans les solutions de certaines matières colorantes, IX, 972.

POLARISATION. — *Pellat*. Différence de potentiel entre électrode et électrolyte, VII, 195. — *Hesehus*. Id., VII, 530. — *Müller et Allemandet*. Electrode à alcali, VII, 918. — *Girard*. Polarisation des diaphragmes VIII, 65, 941. — *Bloch*. Différence de potentiel de contact entre métaux et liquides, VIII, 70. — *Molier*. Surtension dans le dégagement des gaz par l'électrolyse, VIII, 383. — *Guillaume*. Phénomène de Bose et lois de l'électrisation de contact, VIII, 597. — *Perrin*. Id., VIII, 597. — *Chanoz*. Polarisation des tissus de l'homme, VIII, 684; Contact de deux dissolutions aqueuses d'électrolytes, VIII, 916. — *Marie*. Surtension et viscosité, VIII, 691. — *Ratayama*. Chaines d'amalgames à différentes concentrations comprenant des électrolytes solides, VIII, 866. — *De la Rive et Guye*. Réseau hexagonal de petits aimants, VIII, 920. — *Lorentz et Ratayama*. Thermodynamique des chaines de substances solides, IX, 188. — *Colson*. Sens du courant dans l'attaque des métaux par le soufre, VIII, 946. — *De Broglie et Briard*. Origine physique du dégagement d'électricité dans les réactions chimiques, VIII, 957. — *Bunzel*. Loi de variation avec le temps de la polarisation galvanique, IX, 90. — *Moller*. Phénomènes électrolytiques à la surface des électrodes, IX, 91. — *Smilh*. Différences de potentiel, IX, 244. — *Guyot*. Différence de potentiel au contact de deux électrolytes, IX, 363. — *Lorenz et Fox*. Énergie libre de quelques sels fondus des métaux lourds, IX, 532; thermodynamique des chaines à électrolytes fondus, IX, 533. — *Henderson*. Thermodynamique des chaines à liquides, IX, 535. — *Brunner*. Différences de potentiel dans les solutions d'iode de potassium, IX, 539. — *Larguier des Bancels*. Charge électrique des substances textiles dans les solutions électrolytiques, IX, 610. — *Chanoz*. Dissymétrie créée par le courant dans les chaines liquides, IX, 618. — *Grumbach*. Électrisation de contact, IX, 625. — *Lapicque*. Théorie de l'excitation électrique, IX, 628. — *Lewis et Kraus*. Différence de potentiel au contact des métaux alcalins, IX, 701. — *Dauvé*. Phénomènes de déplacement réciproque des métaux, IX, 746. — *Bary*. Forces électromotrices dues à la gravitation, IX, 901. — *Ducellier*. Alliages de cobalt et leur force électromotrice, IX, 917. — *Posejpal*. Forces électromotrices d'aimantation, VIII, 935; IX, 316.

ELECTRO-CAPILLARITÉ. — *Gouy*. Électro-capillarité, VII, 903; mesures électrocapillaires, VIII, 78; charge électrique à la surface d'un électrolyte, IX, 457. — *Reboul*. Phénomène électrocapillaire dans les gaz aux basses pressions, VIII, 922; 932.

INTERRUPTEURS ÉLECTROLYTIQUES. — *Ludewig*. Interrupteurs électrolytiques, VIII, 380; IX, 444. — *Richarz*. Échauffement des conducteurs à la surface des petites électrodes, VIII, 392. — *Piola*. Interrupteur Wehnelt à courant alternatif, VII, 663, VIII, 456. — *Bary*. Interrupteur Wehnelt, VIII, 610.

SOUPAPES ET CONDENSATEURS ÉLECTROLYTIQUES. — *Gordon*. Capacité et résistance des anodes d'Al, VIII, 42. — *Schulze*. Soupapes électrolytiques à Mg, Sb, Bi, VIII, 121; à niobium, VIII, 385; à Cd, Ag, Cu, IX, 60; différence de potentiel maximum, IX, 453. — *Corbino*. Etude optique des couches minces sur une anode d'Al, VIII, 457. — *Corbino et Maresca*. Condensateurs en aluminium, VIII, 437. — *Athanasiadis*. Soupapes électrolytiques, VII, 770; VIII, 675; IX, 620.

Pour les détecteurs, voir p. 1089. Télégraphie sans fil.

PILES. PILES SECONDAIRES. — *Brunhes et Guyot*. Piles à électrodes identiques et

valeurs des pressions de dissolution, VII, 27. — *Martini*. Théorie osmotique de la pile, VII, 397. — *Kruger*. Batterie pour les mesures électrostatiques, VII, 540. — *Herweg*. Batterie de haute tension, VII, 661. — *Patterson*. Pile au charbon, VII, 554. — *Broniewski*. Force électromotrice et formule de Helmholtz, VII, 935. — *Carhart*. Force électromotrice des piles de concentration, VIII, 698. — *Wick*. Propriétés électriques du silicium, VIII, 708. — *Haber*. Électrolytes solides dans les piles, IX, 70. — *Wold*. Mise en court circuit des étalons au cadmium, IX, 704. — *Mellencamp*. Application de l'équation de Gibbs-Helmholtz, aux piles de concentration, IX, 714.

Magnétisme. Électromagnétisme.

MAGNÉTISME. — *Weiss et Planer*. Hystérèse dans les champs tournants, VII, 5. — *Weiss et Beck*. Chaleur spécifique et champ moléculaire des substances ferromagnétiques, VII, 249. — *Weiss*, Id. VII, 587. — *Weiss et Kamerlingh Onnes*. Aimantation à de très basses températures, IX, 555. — *Russell*. Action des vibrations mécaniques sur l'aimantation, VII, 304. — *Ganz*. Théorie du ferromagnétisme, VII, 413, 84, 639. — *Maurain*. Action des cycles de tension sur l'aimantation du fer, VII, 497; Propriétés magnétiques du fer dans les champs faibles, IX, 967. — *Baldwin*. État du fer sous l'action de faibles forces magnétisantes périodiques, VII, 556. — *Piola*. Perméabilité du fer pour des champs faibles alternant rapidement, VIII, 455. — *Kann*. Recherche magnétique des défauts dans le fer, VII, 651. — *Weiss*. Intensité d'aimantation à saturation du fer et du nickel, VII, 581. — *Wilson*. Effets de la self-induction sur un cylindre de fer, VII, 705. — *Mallik*. Induction magnétique dans les sphéroïdes, VII, 810. — *Russell*. Superposition de vibrations mécaniques et d'oscillations électriques à l'aimantation, VII, 810. — *Grotrian*. Induction magnétique, VII, 962. — *Gildemeister*. Disparition de l'aimantation, VII, 958. — *Edelmann*. Aimants croisés, VII, 982. — *Heydweiller*. Système d'aimants croisés, VIII, 519. — *Bidlingmaier*. Id., VIII, 525. — *Wedekind*. Combinaisons magnétiques d'éléments non magnétiques, VII, 731. — *Pascal*. Recherches magnétochimiques, VII, 921. — *Hill*. Propriétés des alliages de nickel, VIII, 46. — *Mac Lennan*. Propriétés des alliages de Heusler, VIII, 48. — *Urbain*. Propriétés magnétiques du dysprosium, VIII, 65. — *Pellet*. Magnétisme et torsion, VIII, 110. — *Smith*. Analyse thermomagnétique d'alliages de nickel, VIII, 156. — *Schild*. Propriétés du fer électrolytique, VIII, 381. — *Piola*. Perméabilité du fer dans des champs faibles alternant rapidement, VIII, 455. — *Corbino*. Hystérésis pour les courants de haute fréquence, VIII, 458. — *Madelung*. Emploi du tube de Braun pour l'étude de l'hystérésis, VIII, 507. — *Salmon*. Pôle et masses magnétiques polaires dans les aimants longs, VIII, 579. — *De la Rive*. Lignes d'aimantation d'une couche sphérique, VIII, 670. — *Wilson, Winson et O. Dell*. Pertes par hystérésis, VIII, 792. — *Wologdine*. Propriétés magnétiques de quelques composés du fer, VIII, 936. — *Tobush*. Résidus d'aimantation, IX, 62. — *Schames*. Influence de la fréquence des oscillations produisant l'aimantation, IX, 85. — *Ruoss*. Détermination des pôles d'un barreau aimanté, IX, 85. — *Berndt*. Hystérésis de quelques combinaisons du fer, IX, 92. — *Gehne*. Aimants permanents, IX, 451. — *Rice et Mac Collum*. Étude du fer avec un électrodynamomètre balistique, IX, 708. — *Ollivier*. Réaimantation spontanée du fer, IX, 978. — *Bouty*. Id., IX, 978.

EFFET DU MAGNÉTISME. — *Honda et Tareda*. Changement des constantes élastiques par aimantation, VII, 549; Effet de la tension élastique sur l'aimantation, VII, 799. — *Richardson*. Effet mécanique accompagnant l'aimantation, VIII, 699. — *Perrier*. Variations thermiques de l'hystérèse, IX, 785, 865.

CORPS PEU MAGNÉTIQUES. — *Studley*. Susceptibilité et coefficient de température de SO^4Cu et SO^4Mg en solutions, VIII, 41. — *Marck*. Susceptibilité des mélanges liquides, VIII, 41. — *Mac Lennan* et *Wright*. Susceptibilité des solutions de mélanges des sels, VIII, 45. — *Voigt* et *Kinoshita*. Susceptibilité magnétique des cristaux, VIII, 129. — *Tanzler*. Propriétés magnétiques de l'air et de l'argon, VIII, 142. — *Urbain* et *Jantsch*. Magnétisme des terres rares, VIII, 689. — *Urbain*. Analyse magnétique des terres rares, IX, 973. — *Pascal*. Propriétés magnétiques des corps simples, VIII, 690; de quelques gaz facilement liquéfiables, VIII, 928; du carbone et des composés organiques, IX, 614; Analyse magnétique de quelques groupements chromophoriques, 981. — *Clifford*. Susceptibilité de Cu, St et de leurs alliages, VIII, 702. — *Loutchinsky*. Transformation magnétique du plomb, VIII, 961. — *Chéneveau*. Propriétés magnétiques du cuivre et de ses sels, IX, 165.

ELECTROMAGNÉTISME. ELECTRODYNAMIQUE. — *Levi Cavita*. Mouvement de l'électricité sans liaisons ni forces extérieures, VII, 495. — *Bucherer*. Explication de l'électromagnétisme, VII, 653. — *Nichols*. Force électromotrice produite par la force centrifuge, VII, 658. — *Pagnini*. Actions électrodynamiques, VII, 665. — *Stormer*. Trajectoire d'un corpuscule électrisé dans un champ magnétique, VII, 899. — *Kolacek*. Théorie des équations électromagnétiques dans les milieux en mouvement, VII, 963. — *Laue*. Electrodynamique de Cohn, VII, 971. — *Ganz*. Id., VIII, 127. — *Ehrenfest*. Translation des électrons déformables, VII, 401. — *Pellat*. Variation de la masse des électrons, VII, 570. — *Kunz*. Solution du problème de Poincaré-Lorentz au moyen du théorème de Green, VII, 977. — *Northrup*. Force à l'intérieur d'un conducteur électrique, VIII, 48. — *Silberstein*. Equations électriques fondamentales, VIII, 136; surfaces de continuité électromagnétiques, IX, 66. — *Bary*. Striction électromagnétique, VIII, 190. — *Searle*. Force nécessaire pour arrêter une sphère électrisée en mouvement, VIII, 213. — *Dieterici*. Appareil de rotation électromagnétique, VIII, 515. — *Barnett*. Déplacement électrique sur les diélectriques, VIII, 697, 711. — *Einstein* et *Laub*. Equations électromagnétiques fondamentales des corps en mouvement, IX, 63, 447; forces exercées dans les champs électromagnétiques sur les corps en repos, IX, 63. — *Franck*. Phénomènes électromagnétiques dans les corps en mouvement, IX, 93, 97. — *Mirimanoff*. Equations fondamentales de l'électrodynamique, IX, 445. — *Einstein*. Remarque, IX, 454. — *Lane*. Rayonnement ondulatoire d'un point électrisé, IX, 447. — *De Jans*. Loi de Laplace et loi de Biot et Savart, IX, 906.

INDUCTION. — *Battelli*. Résistance électrique des solénoïdes pour les courants de haute fréquence, VII, 62; VIII, 300; IX, 649. — *Szavassi*. Induction unipolaire, VII, 400. — *Roussel*. Courants d'induction de courants circulaires cylindriques et en hélice VII, 559. — *Lyle*. Diagrammes indicateurs de transformateurs, VII, 560. — *Ogura* et *Steinmetz*. Inductance d'un conducteur rectiligne, VIII, 52. — *Sommerfeld*. Impédance des bobines, VIII, 132, 300. — *Rudenberg*. Courants alternatifs de haute fréquence, VIII, 296. — *Corbino*. Production de courants alternatifs de fréquence quelconque. VIII, 305; Résistance de l'étincelle d'induction, VIII, 459; Courants continus de haute tension pratiquement constants, VIII, 459. — *Piola*. Résistance et réactance d'un solénoïde contenant un noyau magnétique conducteur, VIII, 456. — *Starke*. Différences de phases, VIII, 523. — *Wilson*. Effets de self-induction dans un cylindre de fer traversé par des courants alternatifs, VIII, 786. — *Mallik*. Induction magnétique d'un ellipsoïde allongé, IX, 100; induction mutuelle, IX, 241. — *Campbell*. Disposition à coefficient d'induction mutuelle variable, IX, 104. — *Richardson*. Lignes de flux et lignes équipotentielles, IX, 109. — *Fabry*. Champs magnétiques intenses au moyen

de bobines sans fer, IX, 129. — *Dunoyer*. Induction magnétique et compensation du compas, IX, 135. — *De la Rive*. Lignes d'aimantation d'une couche sphérique dans un champ uniforme, IX, 224. — *Havelock*. Intégrales de Bessel et coefficients d'induction mutuelle de bobines coaxiales, IX, 239. — *Bunroku Arakawa*. Représentation vectorielle des courants alternatifs non sinusoïdaux, IX, 712.

La Rosa. Condensateur dans la bobine d'induction, VII, 662. — *Piola*. Phénomène de Wehnelt, VII, 663. — *Ries*. Interrupteur automatique, VII, 735; VIII, 296. — *Corbino*. Bobine d'induction, VIII, 458. — *Bailey*. Id., VIII, 700.

Mesures.

MESURES ÉLECTRIQUES. — *Lohmann*. Production et mesure des tensions élevées, VII, 84. — *Malclès*. Electromètre à quadrants, VII, 219. — *Schmidl*. Etalonnage et emploi des électromètres à feuilles, VII, 537. — *Kurz*. Electromètre à feuilles, VII, 642. — *Fischer*. Electromètre astatique, VII, 642. — *Paschen*. Electromètre sensible, VII, 649. — *Benšchke*. Voltmètres électrostatiques, VII, 650. — *Taylor Jones*. Electromètre à courtes périodes, VII, 804. — *Child*. Mesures de potentiels avec un crayon de carbone, VIII, 49. — *Wielf*. Electromètre pour charges statiques, VIII, 516, 526. — *Hurmuzescu*. Electroscopes et électromètres à compensation, VIII, 680. — *Dolezalek*. Electromètre, IX, 59. — *Muller*. Mesure de différences de potentiel élevées, IX, 452. — *Ferrié*. Appareils de mesure, IX, 526. — *Lutz*. Electromètre à suspension bifilaire, IX, 654. — *Décombe*. Electromètre à quadrants, IX, 919. — *C.-E. Guye et Tscherniavski*. Mesure de très hauts potentiels, IX, 973.

White. Potentiomètre pour mesures thermo-électriques, VIII, 54.

Wertheim-Salomonson. Mesure de courants alternatifs faibles, VII, 648. — *Id.* Galvanomètre, VIII, 513. — *Edelmann*. Petit galvanomètre à corde avec enregistrement photographique, VII, 557. — *Franklin et Freudenberger*. Galvanomètre sensible pour courants alternatifs, VIII, 41. — *Taylor*. Id., VIII, 50. — *Bidlingmayer*. Galvanomètre pour déceler les variations locales dans un champ magnétique, VIII, 512. — *Zempen*. Galvanomètre à corde, VIII, 524. — *Nichols et Williams*. Galvanomètre à protection magnétique, VIII, 708. — *Ayrton, Mather et Smith*. Electrodynamomètre, VIII, 771. — *Sumpner*. Mesure de courants alternatifs, VIII, 785. — *Guinchant*. Galvanomètre pour courants alternatifs, VIII, 959. — *Drysdale*. Shunts et transformateurs dans la mesure des courants alternatif-, IX, 254. — *Cohen*. Faibles courants alternatifs pour mesure de courants téléphoniques, IX, 265. — *Zélény et Hovda*. Galvanomètre à cadre mobile, IX, 704. — *Féry*. Bobine symétrique pour galvanomètre à cadre mobile, IX, 927.

Athanasiadis. Détermination de la résistance et de la capacité par le courant continu et par le téléphone, VII, 412. — *Longden*. Modification du pont de Wheatstone, VIII, 46. — *Taylor*. Mesure de résistance et de polarisation des électrolytes, VIII, 47. — *Taylor et Williams*. Rôle de la capacité dans les boîtes de résistance, VIII, 701. — *Brow*. Capacité des bobines de résistance, VIII, 712. — *Campbell*. Mesure des inductances mutuelles, VII, 811. — *Zélény*. Coefficients de self-induction, VIII, 44. — *Athanasiadis*. Id., VIII, 292. — *Giebe*. Résistances inductives et faibles coefficients de self-induction, VIII, 142. — *Campbell*. Comparaison des coefficients d'induction mutuelle et des résistances, IX, 184. — *Brown*. Inductance et capacités résiduelles des boîtes de résistance, IX, 712. — *Carpentier*. Logomètre de M. Joly, IX, 968.

Hyatt. Fréquencemètre, IX, 713.

Northrup. Dispositif optique pour appareils oscillants, VIII, 44. — *Abraham et Carpentier*. Rhéographie pour projections, VIII, 78. — *Abraham*. Rhéographie

double, VIII, 265. — *Dequaux-Charbonnel*. Etalonnement des condensateurs, VIII, 954.

MESURES MAGNÉTIQUES. — *Gans et Guillin*. Mesure précise de champs magnétiques, IX, 455. — *Chêneveau*. Mesure de l'intensité d'un champ magnétique, IX, 692. — *Pascal*. Susceptibilité magnétique des solides, IX, 979. — *Chêneveau*. Id., IX, 979. — *Sève*. Balance pour la détermination des champs magnétiques, IX, 986. — *Dunoyer*. Mesure de champs magnétiques, IX, 994.

MESURES ABSOLUES. — *Jaeger*. Etalons électriques, VII, 640. — *Coffin*. Influence de la fréquence sur la capacité des condensateurs étalons, VIII, 51. — *Baillehache*. Unités électriques, VIII, 417. — *Campbell*. Etalons d'inductance mutuelle, VIII, 208. — *Ganz*. Etalon de champ magnétique variable, VIII, 525. — *Janet*. Histoire et état actuel de la question des unités fondamentales, VIII, 529; Recherche sur les unités fondamentales, VIII, 551. — *Bjerknes*. Mesure absolue des grandeurs fondamentales du champ électro-magnétique, VIII, 736. — *Smith et Mather*. Voltmètre à argent, VIII, 775; Ampères étalons, VIII, 787. — *Hurmuzescu*. Mesure absolue d'une résistance, VIII, 954. — *Bjerkness*. Mesures électromagnétiques, absolues, IX, 744.

Wéiss. Mesure de l'aimantation en valeur absolue, IX, 373.

Gutte et Eude. Piles étalons, VIII, 44. — *Hulett*. Pile au cadmium, VIII, 50; Batterie étalon, VIII, 704; Equilibre dans les piles étalons, VIII, 710. — *Jouaust*. Etalons au cadmium, VIII, 595. — *Carhart*. Stabilité de l'étalon au cadmium, VIII, 696. — *Wold*. Comparaison des étalons au cadmium, VIII, 710. — *Ayrton, Mather et Smith*. Force électromotrice de l'étalon Weston, VIII, 771. — *Smith*. Etalon Weston, VIII, 774. — *Vold*. Mise en court-circuit des étalons au cadmium, IX, 701.

Électrotechnique. Applications.

ELECTROTECHNIQUE. — *Eindhoven*. Enregistrement des bruits du cœur de l'homme à l'aide du galvanomètre à corde, VII, 317. — *Dunoyer*. Compas électro-magnétique, VII, 578. — *Berndt*. Variations de courant dans les dynamos à courant continu, VII, 967. — *Fierluige-Pivotti*. Interrupteur automatique, VII, 975. — *Nègre*. Effluves et résistance d'isolement, VIII, 62. — *Giraull*. Amorage des dynamos série et shunt, VIII, 64; Profil des masses polaires, VIII, 69. — *Limb*. Autoexcitation d'un alternateur triphasé au moyen de soupapes électrolytiques, VIII, 70. — *Dumoulin*. Marche en parallèle des alternateurs auto-excités, VIII, 72. — *Routin*. Réglage des groupes électrogènes, VIII, 74. — *Uljanin*. Forme simple d'interrupteur à trou, VIII, 297. — *Riebesell*. Générateur à courant continu, VIII, 372. — *Roy*. Echauffement des conducteurs par le courant électrique, VIII, 476. — *Limb*. Machines dynamo-électriques sans collecteur, VIII, 596. — *Swyngedaww*. Condition et durée d'autoexcitation, VIII, 602. — *Semat*. Télé-autocopiste, VIII, 918. — *Devaux-Charbonnel*. Lignes souterraines, VIII, 930. — *Gascogne et Leauté*. Transformateurs industriels, VIII, 946. — *D'Ivry*. Commande de signaux avec ou sans fil, VIII, 957. — *Fodor et Buta*. Application des propriétés magnétiques des métaux à des commandes magnétiques, IX, 549. — *Décombe*. Dispositif à contacts électriques, IX, 607. — *Guillet*. L'électro-diapason, IX, 616. — *Haudié*. Lois générales du rendement d'un générateur et d'un récepteur avec une branche dérivée, IX, 671. — *Gabet*. Torpille radioautomatique, IX, 927. — *Leauté*. — Surintensité et surtensions dues à la manœuvre des interrupteurs, IX, 980. — *Herzogott*. Thermopile électrique, IX, 982.

ARC ÉLECTRIQUE. — *C.-E. Guye et Zébrikoff*. Différence de potentiel de l'arc à courant continu entre électrodes métalliques, VII, 486, VIII, 298. — *Guye et Bron*. Arc alternatif entre métaux, VIII, 71, 597. — *Reich*. Grandeur et température du cratère négatif, VII, 532. — *Rozansky*. L'arc à courant alternatif et l'étincelle électrique, VII, 738. — *Upson*. Observation sur l'arc électrique, VII, 801. — *Buisson et Fabry*. Régime de l'arc au fer, VIII, 73. — *Cady et Arnould*. Arc entre électrodes métalliques, VIII, 303. — *Cady et Vinat*. Id., IX, 655. — *Lady*. Id., IX, 655. — *Athanasiadis*. Arc électrique entre un électrode solide et un liquide, VIII, 602. — *Nasmyth*. Fréquence de l'arc chantant, VIII, 706. — *La Rosa*. Effets thermiques de l'arc musical, VIII, 929. — *Huff*. Structure de l'arc, IX, 419. — *Grad et Rusg*. Différences de potentiel entre les électrodes métalliques de l'arc, IX, 645. — *Child*. Force contre-électromotrice de l'arc électrique, IX, 740. — *Falry et Buisson*. Arc entre métaux, IX, 929.

Pfund. Lampe à mercure, IX, 416. — *Pérol*. Arc au mercure dans le vide, IX, 990.

Warburg et Leithquser. Ozoniseur, IX, 441; ozonisation de O et de l'air atmosphérique, IX, 441.

Schwar. Four électrique, VII, 660. — *Clerc et Minet*. Four électrique de laboratoire, VII, 894. — *Minet*. Arc voltaïque dans une enceinte, VII, 900. — *Hutton et Pétavel*. Four électrique et hautes pressions gazeuses, VIII, 158. — *Kolowratt*. Réglage automatique d'un four électrique, VIII, 495. — *King*. Four électrique pour recherches spectroscopiques, IX, 424.

LAMPES A INCANDESCENCE. — *Scarpa*. Action du courant alternatif sur les lampes à filament de tantale, VIII, 794. — *Donati*. Régulateur de tension pour lampes à incandescence, VIII, 796. — *Ebeling*. Loi de variation de température des conducteurs parcourus par un courant alternatif, IX, 90. — *Féry et Chêneveau*. Loi du rayonnement lumineux des lampes à incandescence, IX, 397. — *Dussaud*. Sources lumineuses à surface réduite, IX, 972.

TÉLÉGRAPHIE. — *Larose*. Équation des télégraphistes, IX, 960, 996.

TÉLÉPHONIE. — *Boruttau*. Téléphone capillaire, VII, 543. — *Abraham et Devaux-Charbonnel*. Courants téléphoniques sur les lignes souterraines, VII, 577, 930; Conditions de rendement maximum des appareils téléphoniques, VII, 585; Essai de réalisation d'une ligne téléphonique artificielle, IX, 623. — *Abraham*. Monotéléphone à note réglable, VIII, 645. — *Argyropoulos*. Condensateur parlant, VII, 413. — *Simon*. Théorie de l'arc chantant, VII, 644. — *Waetzmann*. Combinaison objective des sons de l'arc chantant, VII, 981. — *Mercadier*. Superposition des petites oscillations électriques, VIII, 604, 954. — *Karpen*. Téléphonie à grande distance, IX, 626. — *Wells*. Impédance d'un récepteur téléphonique, IX, 702. — *Nasmyth*. Perfectionnement à l'arc chantant, IX, 706.

TÉLÉPHOTOGRAPHIE. — *Korn*. Compensateur à sélénium, VIII, 505; Relais optique, VIII, 505.

Pour la *Télégraphie sans fil* et la *Téléphonie sans fil*, voir dans l'étude des oscillations hertziennes (p. 1089).

Electro-optique et Ionisation.

PHÉNOMÈNES DE HALL. — *Berndl*. Champ magnétique et résistance des électrolytes, VII, 221. — *Lahn*. Effet Hall, VII, 400. — *Cantone*. Résistance dans le champ magnétique, VII, 664. — *Grunmach*. Aimantation transversale et conductibilité électrique des métaux, VII, 727. — *Berndl*. Influence du champ magné-

tique sur la résistance des électrolytes, VII, 970. — *Adams*. Influence de l'aimantation transversale sur la résistance, VIII, 47. — *Delvalez*. Phénomène de Hall dans les liquides, VIII, 360. — *König*. Résistance du bismuth dans un champ variable, VIII, 390. — *Blake*. Effet de la température et de l'aimantation transversale sur la résistance du bismuth et du nickel, IX, 448. — *Stifter*. Résistance de certains électrolytes dans les champs magnétiques, IX, 705. — *Wilson*. Effet du champ magnétique sur la conductibilité électrique des flammes, IX, 841.

PHÉNOMÈNES ÉLECTRO-OPTIQUES. — *Colton*, *Mouton* et *Weiss*. Biréfringence magnétique de liquides organiques colloïdaux, VII, 491 ; des composés aromatiques, IX, 610. — *Colton* et *Mouton*. Id., IX, 967. — Relation de Havelock entre la biréfringence et l'indice de réfraction, IX, 969. — *Aeckerlein*. Electro-optique, VII, 657 ; VIII, 510. — *Voigt*. Remarque, VII, 732. — *Elias*. Dispersion rotatoire magnétique anormale, VII, 735. — *Drepper*. Dispersion anormale dans la polarisation rotatoire magnétique, VII, 974. — *Wood*. Rotation magnétique de la vapeur de sodium dans le voisinage de la raie D, VII, 602 ; Dispersion rotatoire magnétique anormale du néodyme, IX, 648. — *Meslin*. Signe du dichroïsme électrique et du dichroïsme magnétique, VII, 836 ; Position d'équilibre d'un ellipsoïde anisotrope dans un champ uniforme, VII, 864 ; Dichroïsme de la calcite et de la dolomie, VIII, 688 ; Dichroïsme des liqueurs constituées par de la sidérose, IX, 393, 627, 630. — *Harris*. Rotation et polarisation elliptique dans les pellicules transparentes placées dans un champ magnétique, VIII, 46. — *Bloch*. Phénomènes électro-optiques dans l'air contenant des poussières en suspension, VIII, 67. — *Chaudier*. Propriétés électro-optiques des liqueurs mixtes, VIII, 422. — *Colton* et *Mouton*. Orientation dans les cristaux par le champ magnétique, VIII, 597 ; Biréfringence magnétique et électrique de la nitrobenzine, VIII, 600. — *Colton* et *Weiss*. Rapport $\frac{e}{m}$, VIII, 686. — *Dufour*.

Pouvoir rotatoire magnétique de la vapeur de fluorure de calcium du voisinage de leurs bandes d'absorption, VIII, 693. — *Skinner* et *Tool*. Propriétés optiques de lames minces magnétiques, VIII, 693. — *Hagenow*. Phénomène de Kerr, VIII, 707. — *Wood* et *Carter*. Spectre de fluorescence et de rotation magnétique des vapeurs de K, VIII, 706. — *Hyel*. Indice de réfraction d'un conducteur traversé par un courant, VIII, 711. — *Gouy*. Rayons magnéto-cathodiques, VIII, 929. — *Du Bois* et *Elias*. Température et champ magnétique sur les spectres d'absorption, IX, 82 ; 863. — *Wood*. Dispersion rotatoire magnétique anormale du néodyme, IX, 109. — *Skinner* et *Tool*. Propriétés optiques des lames minces de métaux magnétiques, IX, 330. — *Skinner*. Double réfraction magnétique normale, IX, 703 ; comparaison entre les dispersions de double réfraction magnétique et électrique, IX, 715. — *Moore*. Séparation magnétique des raies du barium, yttrium, zirconium et osmium, IX, 417. — *Schoeffer*. Etincelle dans un champ magnétique IX, 420. — *Muller* et *Thouvenot*. Changements tautométriques décelés à l'aide du pouvoir rotatoire magnétique, IX, 543. — *Voigt*. Observations magnéto optiques récentes, IX, 646. — *Jingersoll*. Pouvoir rotatoire magnétique du fer ionoplastique, IX, 700. — *Havelock*. Dispersion de double réfraction électrique, IX, 701. — *Wilson*. Effets électro-optiques, IX, 783.

PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN. — *J. Becquerel*. Bandes d'absorption de cristaux dans un champ magnétique, VII, 495 ; des sels de didyme et d'erbium, VII, 586 ; Dispersion anormale et dispersion rotatoire magnétique, VII, 575 ; Phénomènes magnéto-optiques à basse température, VII, 581 ; Phénomènes magnéto-optiques dans les cristaux, VIII, 294, 920, 938 ; Dispersion du pouvoir rotatoire magnétique au voisinage des bandes d'absorption, IX, 254 ; Dyssymétrie dans les composantes des bandes de cristaux uniaxes, IX, 612 ; Influence des variations

de températures, IX, 644; Influence du champ magnétique sur l'amortissement des vibrations lumineuses, IX, 636; Décomposition magnétique des bandes d'absorption, IX, 548; phénomène de Zeeman dans les cristaux, IX, 839. — *Becquerel* et *Kamerlingh-Onnes*. Spectres d'absorption des terres rares, VIII, 234. — *Hull*. Influences des champs électriques sur les raies spectrales, VII, 707. — *Lohmann*. Phénomène de Zeeman, VII, 734; Effet Zeemann pour les lignes de l'hélium, IX, 648. — *Miller*. Effet Zeeman sur les spectres du Mn et du Cr; VII, 735, 414, 422. — *Voigt*. Id., VIII, 423. — *Purvis*. Id., VIII, 294. — *Dufour*. Cas exceptionnel du phénomène de Zeeman, VII, 893; VIII, 237. — *H. Becquerel*. Id., VII, 893. — *J. Becquerel*. Id., VII, 893. — *Dufour*. Phénomène de Zeeman dans les tubes à vide, VIII, 930; dans les spectres d'émission de vapeurs, VIII, 950. — *Becquerel*. Id. 930. — *Dufour*. Dyssymétrie de certaines raies d'émission, VIII, 956; Dyssymétrie dans le phénomène de Zeeman, IX, 277. — *J. Becquerel* et *Kamerlingh Onnes*. Spectres d'absorption des cristaux de terres rares dans un champ magnétique, VII, 905; VIII, 234. — *Geiger*. Effet longitudinal inverse de Zeeman, VII, 966; VIII, 431. — *Zeeman*. Décomposition magnétique des raies spectrales, VIII, 233; Changement de longueur d'onde de la raie médiane d'un triplet, IX, 863. — *Stettenheimer*. Mesure absolue de l'effet Zeeman, VII, 127. — *Paschen*. Id., VIII, 525. — *Moore*. Division des lignes spectrales des métaux dans le champ magnétique, VIII, 377, 699. — *Ritz*. Champ magnétique des atomes et spectres à séries, VIII, 383. — *Runge*. Décomposition des lignes spectrales dans le champ magnétique, VIII, 514. — *Meslin*. Dichroïsme magnétique des terres rares, VIII, 957. — *Pfund*. Modèle simple d'interferomètre montrant l'effet Zeeman, IX, 706. — *Van der Waals*. Loi de l'attraction des doublets électriques, IX, 858.

THÉORIES EN OPTIQUE. ÉLECTRONS. — *Laub*. Optique des corps en mouvement, VII, 966; VIII, 373. — *Laue*. Entraînement des ondes lumineuses par la matière en mouvement, VII, 974; Influence de la dispersion et de l'absorption sélectives sur la courbure d'ondes périodiques, VII, 983. — *J. Becquerel*. Électrons positifs, VIII, 77, 599. — *Schott*. Rayonnement des groupes d'électrons, VIII, 432; Discontinuité dans le mouvement des électrons, VIII, 374, 386; Hypothèses fondamentales de la théorie des électrons, VIII, 524; théorie électronique de la matière, IX, 106. — *Erfle*. Propriétés optiques et théorie des électrons, VIII, 432, 863; Calcul du nombre de Losmicht, VIII, 433. — *Joffé*. Vitesse initiale et nombre des électrons photoélectriques, VIII, 442. — *Ladenburg*. Id., VIII, 528. — *Havelock*. Polarisation électrique et magnétique, VIII, 452. — *Wilson* et *Martyn*. Décharge électrique dans un champ magnétique radial, VIII, 208. — *J.-D. Van der Waals*. Self-induction dans la théorie des électrons, VIII, 226. — *Lorentz*. Constitution de la lumière, VIII, 290. — *Righi*. Masse électromagnétique de l'électron, VIII, 299. — *Searle*. Force nécessaire pour arrêter une sphère électrisée en mouvement, VIII, 301. — *Stark*. Quantité élémentaire d'énergie, VIII, 302. — *Ritz*. Champ magnétique des atomes et spectres à séries, VIII, 383. — *J.-J. Thomson*. Origine électrique de la radiation des corps chauds, VIII, 501. — *Larmor*. Degré de liberté des électrons dans les métaux, VIII, 504. — *Königsberger*. Rapport entre la conductibilité calorifique et la conductibilité électrique, VIII, 514. — *Schenck*. Conductibilité électrique des alliages et théorie des électrons, VIII, 515. — *Scott*. Problème expérimental de la théorie des électrons, VIII, 517. — *Pockels*. Masse électromagnétique de l'électron, VIII, 521. — *Schidoff*. Intégration des équations de Lorentz et Poincaré, VIII, 524. — *Perrin*. Grandeur des molécules et charge d'un électron, VIII, 612. — *Bloch*. Théorie de l'absorption dans les gaz, VIII, 689. — *Trouton* et *Rankine*. Résistance électrique de la matière en mouvement, VIII, 789. — *Natanson*. Théorie électro-magnétique de l'extinction et de la dispersion dans les gaz, VIII, 862. — *Planck*. Dynamique des systèmes en mouvement, IX, 55. — *Witte*. Explication des phénomènes électriques, IX, 59. — *Ignatowski*. Diffraction et réflexion

déduites des équations de Maxwell, IX, 74. — *Franck*. Théorie de la relativité et électrons, IX, 97. — *Wood*. Electrons positifs dans l'atome de sodium, IX, 111, 646. — *Bidwell*. Principe de relativité, IX, 262. — *Cunningham*. Principe de relativité et masse électromagnétique de l'électron, IX, 262. — *Lewis*. Revision des lois fondamentales de la matière et de l'énergie, IX, 272. — *Searle*. Mouvement impulsif d'une sphère électrisée, IX, 335. — *Pollock*. Théorie électronique de l'arc au charbon, IX, 343. — *Pollock et Ranclaud*. Id. IX, 343. — *Pollock, Wellisch et Ranclaud*. Id. IX, 343. — *Barnard*, Application de la théorie des électrons aux courants d'induction, IX, 349. — *Jeans*. Mouvement des électrons dans les solides, IX, 350. — *Fricke*. Frottement interne de l'éther lumineux, IX, 372. — *Humphreys*. Particule lumineuse considérée comme un aimant intense, IX, 414. — *Silberstein*. Théorie des électrons, IX, 446. — *Lane*. Rayonnement ondulatoire d'un point électrisé, IX, 447. — *Bucherer*. Vérification expérimentale du principe de relativité, IX, 449. — *Born*. Masse d'inertie, IX, 452. — *Königsberger et Külchling*. Propriétés des électrons liés et libres, IX, 454. — *Tommasina*. Théorie de la lumière, IX, 619. — *Lord Kelvin*. Mouvements de l'éther, IX, 638. — *Hull*. Vitesse initiale des électrons produits par la lumière violette, IX, 655. — *Kunz*. Théorie électronique de la radiation calorifique, IX, 704. — *Guye et Ratnovsky*. Variation de l'inertie de rotation en fonction de la vitesse dans les rayons cathodiques et principe de relativité, IX, 923. — *Boussinesq*. Conservation des masses vraies dans divers phénomènes où apparaissent des masses fictives variables, IX, 995.

OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES. — *Courat*. Décroissement d'amortissement dû au rayonnement des conducteurs en forme de tige, VII, 76. — *Kiebitz*. Interférences des ondes hertziennes dans l'espace libre, VII, 82. — *Harms*. Ondes électromagnétiques le long d'un fil entouré d'une gaine isolante, VII, 88. — *Langwetz*. Ondes électriques à travers des réseaux non métalliques, VII, 399. — *Schaeffer*. Action des cylindres diélectriques sur les ondes électriques, VII, 399. — *Mantelstan et Papalexri*. Production de vibrations rapides avec différence de phase, VII, 545. — *Czudnochowski*. Production d'oscillations électriques, VII, 541. — *Colley*. Spectre électrique de l'eau, VII, 740. — *Fleming*. Arc de Poulsen utilisé pour l'obtention d'oscillations continues, VII, 807. — *Zenneck*. Propagation le long d'un plan conducteur, VII, 968. — *Schaeffer et Laugwitz*. Conductibilité et propriétés des réseaux de Hertz, VII, 970. — *Cartmel*. Transmission anormale des ondes électriques, VIII, 50. — *Fountain et Blake*. Distribution de l'énergie émise par un excitateur de Righi, VIII, 53. — *Beaulard*. Dispersion électrique dans l'eau, VIII, 66. — *Hemsalech*. Harmoniques dans l'étincelle de self-induction, VIII, 71. — *Léauté*. Id., VIII, 71. — *Dieckmann*. Oscillations dans les circuits des condensateurs, VIII, 133. — *Wien*. Id., 182. — *Schmidt*. Oscillations électriques dans l'hydrogène, VIII, 293; Mesure de l'amortissement, IX, 639. — *Traubenberg et Monash*. Oscillations non amorties dans les mesures d'amortissement, VIII, 306. — *Corbino*. Oscillations dans un système dynamo-condensateur, VIII, 460; IX, 651; courants oscillants par accouplement d'un dynamo série avec un moteur en dérivation sans condensateur, VIII, 460; transformation directe de courants continus en oscillations persistantes de fréquence élevée, VIII, 460; XI, 651. — *Léauté*. Formule de Thomson relative à la décharge d'un condensateur, VIII, 691; effet destructif des décharges oscillantes, IX, 626. — *Blair*. Passage des ondes à travers les lames minces, VIII, 695. — *Ives et Gowhdy*. Absorption des ondes courtes par l'air, VIII, 697. — *Yreeland*. Oscillateur à ondes sinusoidales, VIII, 700. — *Webb*. Oscillateurs et récepteurs hertziens, VIII, 712. — *Colley*. Dispersion de l'alcool dans le spectre électrique, VIII, 854. — *Poincaré*. Diffraction des ondes hertziennes, VIII, 929; IX, 619. — *Markau*. Amortissement des oscillations, IX, 57. — *Hack*. Propagation des ondes électromagnétiques planes, IX, 85. — *Stschodro*. Expérience des miroirs de Hertz, IX, 87. — *Sieger*. Diffraction par

un écran à section elliptique, IX, 91. — *Drysdale*. Tube à vide pour la démonstration de la propagation des courants alternatifs dans les câbles, IX, 273. — *Fischer*. Amortissement des ondes continues, IX, 442. — *Sommerfeld*. Propagation des ondes, IX, 452. — *Weiss*. Ondes dans les fils enveloppés d'un diélectrique, IX, 452. — *Abraham*. Analyse harmonique et résonance, IX, 548. — *Merczyng*. Ondes très courtes, IX, 630. — *Wien*. Production d'oscillations faiblement amorties, IX, 640. — *Rendahl*. Mesures d'amortissement, IX, 647; Oscillations faiblement amorties, IX, 652. — *Battelli et Magri*. Décharge dans les bobines à noyau de fer, IX, 649.

TÉLÉGRAPHIE ET TÉLÉPHONIE SANS FIL. — *Brandes*. Amortissement et rendement en énergie de quelques dispositifs dans les transmetteurs, VII, 75. — *Ducretet*. Réglage et accord des récepteurs, VII, 487. — *Villard*. Génératrice destinée à la télégraphie sans fil, VII, 493. — *Gaiffe et Gunthner*. Transformateur à fuites magnétiques et à résonance, VII, 568. — *Schmidt*. Télégraphie sans fil dirigée, VII, 661; VIII, 505. Bolomètre, VIII, 292; amortissement, VIII, 293; Perturbations périodiques diurnes, VIII, 512. — *Fleming*. Théorie des antennes directrices, VII, 704. Oscillateurs magnétiques, VII, 817. — *Rybkin*. Le réseau radio-télégraphique et ses éléments, VII, 737. — *Branly*. Appareils de sécurité contre les étincelles perturbatrices, VIII, 600. — *Pierçé*. Résonance dans la télégraphie sans fil, VIII, 43. — *Bellini et Tosi*. Télégraphie sans fil par ondes dirigées, VIII, 66. — *Culver*. Énergie dans la télégraphie sans fil, VIII, 52. — *Tissot et Pellin*. Récepteurs de signaux horaires, VIII, 117. — *Smidt*. Amortissement dans les systèmes expéditeur et récepteur, VIII, 293. — *Gali*. Mesure de courants reçus par la télégraphie sans fil, VIII, 294. — *Winter*. Antenne reliée au pôle secondaire d'un transformateur de Tesla, VIII, 301. — *Wien*. Désaccord des systèmes couplés, VIII, 370. — *Rudenberg*. Réception des ondes, VIII, 380. — *Uller*. Transmetteur orienté de Marconi, VIII, 513. — *Turpain*. Ondes dirigées, VIII, 611, 916. — *Blondel, Id.*, VIII, 611. — *Colin et Jeance*. Téléphonie sans fil, VIII, 949. — *Macdonald*. Récepteurs et transmetteurs horizontaux dans la télégraphie sans fil, IX, 182. — *Bellini et Tosi*. Télégraphie sans fil dirigée, IX, 269. — *Tissot*. Conditions de stabilité de l'arc de Poulsen, IX, 552. — *Zenneck*. Mode d'action des récepteurs dans la télégraphie dirigée, IX, 641. — *Lodge et Muirhead*. Télégraphie sans fil synthonisée, IX, 783. — *Gabet*. Torpille automatique, IX, 927. — *Poincaré*. Signaux horaires destinés aux marins, IX, 990.

DÉTECTEURS. — *Tissot*. Détecteur électrolytique, VII, 37. — *Abraham, Id.*, VII, 898. — *Branly, Id.*, VII, 900; *Jégou*. Sensibilité des détecteurs électrolytiques, VIII, 76, IX, 983. — Association des détecteurs électrolytiques, VIII, 611; Renforcement du son perçu avec détecteur électrolytique, VIII, 922. — *Pierce*. Étude oscillographique du détecteur électrolytique, IX, 707. — *Webb et Woodmann*. Vibrations et récepteurs pour oscillations électriques rapides, IX, 708.

Pierce. Redresseur d'ondes cristallines, VIII, 50; IX, 702, 713. — *Petit*. Nouveau détecteur d'ondes, VIII, 956. — *Tissot, Id.*, 956; détecteur d'ondes à contacts solides, IX, 887. — *Walter*. Détecteur au tantale, IX, 167. — *Flowers*. Redressement des courants à l'aide de cristaux et de contacts solides, IX, 713. — *Szilard*. Action à distance sur le cohéreur produite par les contacts métalliques, IX, 993.

Austin. Chercheur d'ondes hertziennes, VIII, 49; Détecteur thermo-électrique, VIII, 292. — *Tissot, Id.*, VIII, 595.

DÉCHARGES ÉLECTRIQUES. — *Blondel*. Réglage des transformateurs à résonance pour la production des décharges disruptives, VII, 89. — *Warburg et Leithauser*. Oxydation de l'azote dans l'action de l'effluve, VII, 405. — *Briner et Durand*. Formation de l'ozone à basse température, VII, 579. — *Briner et Metler*. Forma-

tion du gaz ammoniac sous l'action des décharges électriques, IX, 361. — *Herweg*. Abaissement de la différence de potentiel explosive par l'irradiation de l'explosif, VII, 735 ; par les rayons cathodiques, VIII, 126. — *Jollos*. Charges de haute fréquence, VII, 965. — *Tapler*. Étincelles glissantes sur des lames de mica très minces, VII, 969 ; VIII, 305. Aigrette glissante à la surface des liquides, VIII, 383 ; Ondes sonores des étincelles oscillantes, IX, 440. — *Lorentz*. Effets de la décharge électrique sur la flamme de l'acétylène, VII, 972. — *Marbe*. Mouvement de flammes produit électriquement, VII, 982. — *Zeleny*. Décharges par les pointes, VIII, 54 ; Déperdition par les conducteurs en platine, VIII, 696 ; Influence de l'humidité, VIII, 702. — *Moreau*. Rayonnement et potentiel explosif, VIII, 16, 94. — *Almy*. Décharge dans les gaz et les vapeurs, VIII, 41. — *Winchester*. Effet de la température sur la décharge entre des métaux éclairés par la lumière ultraviolette, VIII, 51. — *Pringsheim*. Différence de potentiel minimum pour la décharge par les pointes, VIII, 122. — *Schuster*. Vitesses des particules métalliques dans la décharge par étincelles, VIII, 145. — *Eickhoff*. Étincelle de condensateurs, VIII, 290. Régulation des décharges de condensateurs, VIII, 305. — *Barkhausen*. Résistance de l'étincelle, VIII, 294. — *Béniske*. Jaillissement des condensateurs, VIII, 305. — *Eickhoff*. *Id.*, IX, 652. — *Heydweiller*. Amortissement et résistance de l'étincelle de décharge d'un condensateur, VIII, 371 ; Étincelle d'induction, IX, 72. — *Wesendonk*. Accroissement de la distance explosive, VIII, 521. — *Earhart*. Potentiels explosifs, VIII, 697 ; Décharges à petites distances, IX, 250. — *Hill*. Variation apparente de capacité d'un condensateur avec la durée de la décharge, VIII, 701. — *Léauté*. Stries des étincelles oscillantes, VIII, 925. — *Candrelier*. Décharges des inducteurs, VIII, 948. — *Milner*. Nature des jets de lumière dans l'étincelle, IX, 177. — *Chattok* et *Tyndall*. Variations de pression accompagnant la décharge dans H mélangé d'O et d'Az, IX, 252. — *Holt* et *Hopkinson*. Décomposition de la vapeur d'eau, IX, 253. — *Duddell*. Courtes étincelles, IX, 259. — *Almy*. Potentiels explosifs minima, IX, 263. — *Mallik*. Rotation magnétique d'une décharge électrique, IX, 266. — *Meurer*. Étincelles de décharge dans un champ magnétique, IX, 445. — *Muller*. Potentiel explosif à de grandes distances, IX, 452. — *Candrelier*. Rôle de la capacité des électrodes dans la décharge des inducteurs, IX, 629, IX, 964. — *Laird*. Rayons de décharge, IX, 702. — *Barnes* et *Shaw*. Décharge par les inducteurs en pointe, IX, 830. — *Villard* et *Abraham*. Existence de deux potentiels, IX, 984.

DÉCHARGES DANS LES GAZ RARÉFIÉS. — *Geiger*. Rayonnement, température et potentiel dans les tubes à décharges, VII, 84. — *Villard*. Lumière positive et passage de l'électricité dans les gaz, VII, 325. — *Pentscheff*. Chute de potentiel de la lumière positive de l'hydrogène, VII, 648. — *Henry*. Décharge dans les tubes à vapeur d'eau, VIII, 33. — *Bottomley*. Effets mécaniques sur les feuilles d'or placées dans le vide, VIII, 205. — *Perkins*. Effet du redressement du courant dans les tubes à vide, VIII, 314 ; Décharges discontinues dans les tubes de Geissler, VIII, 944. — *Riecke*. Décharge dans les tubes de Geissler, VIII, 382. — *Dufour*. Electrons positifs aux basses pressions dans certains tubes à décharge, VIII, 411. — *Madelung*. Rigidité diélectrique dans les gaz très raréfiés, VIII, 507. — *Lyman*. Lumière de très faible longueur d'onde émise par les tubes à vide, VIII, 703 ; IX, 418. — *Soddy* et *Mackensie*. Décharge dans les gaz monoatomiques, VIII, 777. — *Jervis-Smith*. Lueur dans un tube à vide se déplaçant dans un champ électrostatique, VIII, 782 ; IX, 183. — *Righi*. Déviation des ions engendrant les étincelles dues à un champ électrique transversal, VIII, 796. — *Reboul*. Actions électrocapillaires dans les gaz raréfiés, VIII, 932. — *Bispham*. Gradient de potentiel dans les décharges lumineuses d'un point à un plan, IX, 186. — *Earhart*. Effet de la température, IX, 716. — *Chrisler*. Absorption des gaz par l'anode, IX, 713.

RAYONS CATHODIQUES ET ANODIQUES. RAYONS-CANAU. — *Laub*. Rayons cathodiques secondaires, VII, 409; IX, 65. — *Rau*. Rayons-canaux, VII, 236. — *Fuchtbauer*. Rayons-canaux et rayons cathodiques, VII, 237; Rayons secondaires, VII, 409; Rayonnement secondaire dérivé des rayons-canaux et réflexion de ceux-ci, VII, 357. Vitesse des rayons négatifs produits par les rayons-canaux, VII, 728. — *Gehrke*. Origine des rayons-canaux, VII, 540. — *Gelthoff*. Chute de potentiel cathodique, VIII, 130. — *Aston*. Espace sombre cathodique, VIII, 154, 773. — *Crookes*. Espace obscur des tubes à vide, VIII, 155. — *Swinton*. Effet mécanique des rayons-canaux, VIII, 207. — *Innes*. Vitesse des particules cathodiques, VIII, 209. — *Trowbridge*. Phosphorescence produite par les rayons-canaux, VIII, 308. — *Klupathy*. Action magnétique des rayons cathodiques, VIII, 371. — *Kinoshita*. Spectroscopie des rayons-canaux, VIII, 506. — *Dorn*. Rayons-canaux de l'H, hélium et argon, VIII, 527. — *Stormer*. Equation différentielle des trajectoires des corpuscules électrisés dans un champ magnétique, VIII, 609. — *Hutchins*. Variation de couleur de divers minéraux sous l'action des rayons cathodiques, VIII, 705. — *Parsons* et *Swinton*. Conversion du diamant en coke dans les vides élevés, VIII, 781. — *Righi*. Déviations électrostatiques des rayons cathodiques VIII, 795. — *Dember*. Rayons canaux photoélectriques, IX, 61. — *Stark* et *Stenbing*. Rayons canaux de l'hydrogène, IX, 69. — *Westphal*. Mesure de potentiel dans la région obscure d'une cathode d'oxydes incandescents, IX, 91. — *Gerdien* et *Holm*. Spectre de rayons canaux dans l'hélium, IX, 94. — *Kunz*. Rayons cathodiques et rayons canaux des cathodes creuses, IX, 255. — *Soddy*. Cathode Wehnelt dans un vide avancé, IX, 639. — *Wehnelt*. Id., IX, 647. — *Lilienfeld*. Id., IX, 651. — *Stark* et *Steubing*. Etude spectroscopique des rayons canaux, IX, 455. — *Doglio*. Durée d'émission des rayons cathodiques, IX, 651. — *Swinton*. Conversion du diamant en coke par les rayons cathodiques, IX, 781. — *Reichenheim*. Rayons anodiques, VII, 692. — *Gehrke* et *Reichenheim*. Id., 299, 387. Les rayons d'électricité positive, VIII, 299. — *Wien*. Rayons positifs, IX, 95. — *Kirkby*. Colonne positive dans l'oxygène, IX, 248. — *J.-J. Thomson*. Id., IX, 270. — *Trowbridge*. Id., IX, 272. — *Child*. Chute anodique de potentiel, IX, 711. — *Houllevigue*. Condensation des vapeurs sur les surfaces soumises aux projections cathodiques, VIII, 908; Préparation de lames minces par volatilisation dans le vide, IX, 637; Dimensions des éléments projetés dans les tubes à vide, IX, 983. — *Gouy*. Rayons magnéto-cathodiques, VIII, 929; magnéto anodiques, IX, 612. — *Shasser* et *Wien*. Effet Doppler des rayons-canaux, VII, 727. — *Stark*. Id., VII, 67; VIII, 145, 147, 304, 508, 521; IX, 66. — *Paschen*. Id., VII, 405, 408, 735, 971. — *Hull*. Id., VIII, 144, 145. — *Schuster*. Vitesse des particules métalliques dans la décharge par étincelle, VIII, 145. — *Trowbridge*. Effet Doppler dans les rayons positifs, IX, 346, 654. — *Dunoyer*. Nouvelles circonstances de formation des rayons cathodiques, IX, 976. — *Ouy*. Action mutuelle de deux cathodes dans le champ magnétique, IX, 993.

RAYONS DE RÖNTGEN. — *Wien*. Calcul de la longueur d'impulsion des rayons de Röntgen, VII, 77. — *Haga*. Polarisation des rayons Röntgen et des rayons secondaires, VII, 318, 959; Absorption sélective, VII, 319, 959. — *J.-D. van der Waals*. Longueur d'onde des rayons Röntgen, VII, 412; VIII, 227. — *Cooksey*. Rayons corpusculaires produits dans divers métaux par les rayons de Röntgen, VII, 477. — *Guilleminot*. Quantitomètre pour rayons X, VII, 571; Absorption et transmission des rayons X par les tissus animaux, VII, 903; Filtrage des rayons X par l'aluminium, VIII, 692, 921; posologie en radiographie, IX, 992. — *Chanoz*. Action des rayons X sur les plaques photographiques, VII, 893. — *Vaillant*. Radiographie des enfants. VIII, 64. — *Bouchacourt* et *Ménard*. Id., VIII, 64. — *Angever*. Dégagement de chaleur par absorption des rayons de Röntgen, VIII, 126. — *Bumstead*. Remarque, VIII, 372. — *Wind*. Origine des rayons Röntgen,

VIII, 228. — *Trowbridge*. Application d'un champ magnétique longitudinal aux tubes produisant des rayons X, VIII, 308. — *Bumstead*. Effets thermiques, VIII, 312; IX, 243. — *Jensen*. Radiographie, VIII, 373. — *Walter et Pohl*. Diffraction des rayons de Röntgen, VIII, 383. — *Ménard*. Développement des clichés radiographiques, VIII, 598. — *Rieffel et Ménard*. Id., VIII, 598. — *Adams*. Spectres d'absorption des rayons X, VIII, 698. — *Seitz*. Rayons de Röntgen, IX, 87. — *Athanasiadis*. Action sur la résistance du sélénium, IX, 95. — *Kaye*. Emission et transmission, IX, 179. — *Jaubert de Beaujeu*. Quantité de chaleur dégagée à l'anticathode des ampoules, IX 231. — *Bragg et Glasson*. Manque de symétrie des rayons secondaires, IX, 352. — *Barkla*. Rayons X dispersés, IX, 352. — *Barkla et Sadler*. Id., IX, 352; absorption, IX, 352. — *Baseler*. Polarisation des rayons X, IX, 453. — *Ham*. Id., 715. — *Marx*. Vitesse des rayons de Röntgen. IX, 442; influence sur la décharge par lueurs, IX, 444. — *Sacerdote*. Changement de coloration du diamant, IX, 631. — *Meyère*. Influence sur diverses pierres précieuses, IX, 631. — *Crowther*. Passage à travers les gaz et les vapeurs, IX, 776.

Radioactivité.

SOURCES DE RADIATIONS ACTIVES. — *Markwald*. Polonium et radiotellure, VII, 239. — *Bollwood*. Radioactivité des sels de thorium, VII, 475; Nouvel élément radioactif, VII, 477; Ionium. Nouvel élément radioactif, VIII, 303, 310. Radioactivité des minéraux de l'uranium, VIII, 309. — *Dewar*. Emploi du radiomètre à la recherche des produits émis par les corps radioactifs, VII, 484. — *Szilard*. Radioactivité du molybdate d'uranyle, VII, 566; Radioplomb, VII, 893; séparation de l'uranium et radioactivité, IX, 545. — *Dienert et Bouquet*. Radioactivité des eaux et hydrologie, VII, 578. — *Gleditsch*. Lithium dans les minéraux radioactifs, VII, 580; Radium et uranium dans les minéraux radioactifs, VIII, 953; IX, 550. — *Strutt*. Distribution du radium dans la croûte terrestre, VII, 708; Association de l'hélium et du thorium dans les minéraux, VIII, 773; Hélium et radioactivité dans les minéraux communs, VIII, 793. — *Büchner*. Composition de la thorianite et radioactivité relative de ses constituants, VII, 717. — *Dadourian*. Constituants de la radioactivité atmosphérique, VIII, 312. — *Gockel*. Substances radioactives dans l'atmosphère, VIII, 298. — *Eve*. Radium dans les roches de Montréal, VIII, 503. — *Elster et Geitel*. Radioactivité du plomb, VIII, 516. — *Bordas*. Radioactivité du sol, VIII, 685. — *Thwing*. Emission du fer et du cuivre fondus, VIII, 697. — *Allen*. Radioactivité d'une atmosphère enfumée, VIII, 702. — *Mac Lennan*. Radioactivité des métaux communs et du sol, VIII, 703; radioactivité du plomb et d'autres métaux, IX, 340. — *Mac Lennan et Kennedy*. Radioactivité des métaux alcalins, IX, 261. — *Danne*. Produit radioactif de la série de l'uranium, VIII, 925. — *Soddy*. Relation entre l'uranium et le radium, IX, 268. — *Wilson*. Produits radioactifs de l'atmosphère, IX, 342. — *Joly*. Distribution du thorium à la surface de la terre, IX, 350. — *Henriot et Vavon*. Radioactivité des sels de potassium, IX, 545. — *Kurz*. Quantité de substances radioactives contenues dans une atmosphère, IX, 650. — *Ashman*. Radioactivité spécifique du thorium, IX, 652. — *Harvey*. Radioactivité de l'air et activité des radiations α du radium, IX, 702. — *Strong*. Erbium, potassium et rubidium sont-ils radioactif? IX, 709. — *M^{me} Curie et Debierne*. Polonium, IX, 925. — *Chaudier et Chauvenet*. Radioactivité des composés du thorium, IX, 920. — *Brochet*. Radioactivité des eaux de Plombières, VII, 894; des eaux de quelques sources des Vosges, IX, 918. — *Garregon*. Radioactivité des eaux d'Ax, VIII, 78. — *Jentsch*. Radioactivité des sources minérales de Kissingen, VIII, 303, IX, 646. — *Schmidt*. Mesures de radioactivité à S. Joachimsthal, VIII, 505. Radioactivité des eaux du Taunus, VIII, 510. — *Henrich*. Radioactivité des eaux thermales de

Wiesbaden, VIII, 510. — *Massol*. Radioactivité des eaux d'Uriage, VIII, 683. — *Besson*. *Id.*, VIII, 683. — *Moureu* et *Lepage*. Radioactivité des sources de Bagnères-de-Luchon, VIII, 938. — *Joly*. Radioactivité de l'eau de mer, IX, 242.

ÉTUDE DES CORPS RADIOACTIFS. — *Precht*. Danger d'explosion du radium, VII, 235. — *Mercanton*. *Id.*, VII, 235. — *Kucera* et *Masek*. Rayonnement du radiotellure et du polonium, VII, 239. — *M^{me} Curie*. Addition, VII, 239. — *Meyer* et *Schweidler*. Remarque, VII, 239. — *M^{me} Curie*. Constante de temps du polonium, VII, 238; Poids atomiques du radium, VII, 496; Action de la pesanteur sur le dépôt de radioactivité induite, VII, 566. — *Meyer*. Absorption des rayons α du radium F par les métaux, VII, 241; VIII, 523. — *Kucera*. Remarque, VIII, 510. — *Greinacher*. Fluorescence du verre, mica, quartz sous l'action du polonium, VII, 241; Détermination thermique de la radioactivité, VIII, 122. — *Jorissen* et *Ringer*. Actions chimiques des rayons du radium, VII, 321. — *Dreyer* et *Hamsen*. Coagulation de l'albumine par l'action de la lumière ultra-violette et de l'hélium, VII, 491. — *Sarrasin* et *Tommasina*. Radioactivité induite, VII, 495. — *Danne*. *Id.* VII, 898. — *Sarrasin* et *Tommasina*. Courbe de désactivation des conducteurs, VIII, 74; Bifurcation de la courbe représentative de la radioactivité induite, IX, 641. — *Duane*. Rayons secondaires des rayons α , VIII, 66. — *Cheneveau* et *Laborde*. Mesure, VIII, 161. — *Dewar*. Emploi du radiomètre pour l'observation des faibles pressions gazeuses, VIII, 212; vitesse de production de l'hélium par le radium, IX, 177. — *Buff*. Déviation électrostatique des rayons α du radio-tellure, VII, 707. — *Logeman*. Productions de rayons secondaires, VII, 711. — *Rudge*. Action du radium et de certains autres sels sur la gélatine, VII, 717. — *Bronson*. Effet de la température sur l'activité du radium, VII, 722. — *Gleditsch*. Lithium dans les minerais radioactifs, VII, 897. — *Ramsay* et *Cameron*. *Id.*, VII, 897. — *Schmidt*. Réflexion et absorption des rayons β , VII, 964. — *Adams*. Absorption des rayons α par les gaz et les vapeurs VIII, 43. — *Stark* et *Geitel*. Emission lumineuse de l'air et de l'hélium sous l'influence des rayons α , VIII, 291. — *Schmidt*. Passage des rayons β de l'actinium à travers la matière, VIII, 299. — *Levin*. Teneur en radium des préparations d'uranium, VIII, 299; Rayonnement de l'uranium X, VIII, 527; Propriétés de l'uranium et de l'actinium, VIII, 511. — *Bragg*. Dispersion des rayons α , VIII, 303. — *Boltwood*. Vie du radium, VIII, 311, 701. — *Taylor*. Vitesse des particules α , VIII, 316. — *Coy* et *Ashman*. Etalon de radioactivité, VIII, 317. — *Meyer* et *Régéner*. Rayonnement des substances radioactives, VIII, 384. — *Mackensie*. Radiation secondaire, VIII, 499. — *Schott*. Radioactivité du radium, VIII, 501. — *Soddy* et *Mackensie*. Relations entre l'uranium et le radium, VIII, 503. — *Hahn*. Élément intermédiaire dans le thorium, VIII, 516. — *Bucherer*. Mesure sur les rayons de Becquerel, VIII, 523. — *Pegram* et *Webb*. Chaleur développée dans l'oxyde de thorium, VIII, 704. — *Crowther*. Dispersion des rayons β de l'uranium par la matière, VIII, 781. — *Thorpe*. Poids atomique du radium, VIII, 785. — *Mac Clelland*. Rayons β secondaires, VIII, 791. — *Debièrne*. Décomposition de l'eau par les sels du radium, VIII, 935. — *Kernbaum*. *Id.*, VIII, 935. — *Hanriot*. Rayonnement des sels de potassium, VIII, 939. — *Fischauer*. Influence du radium sur la vitesse de cristallisation, VIII, 947. — *Duane*. Dégagement de chaleur, VIII, 952, 958. — *Blanquies*. Comparaison entre les rayons α de diverses substances, VIII, 960. — *Engler*. Influence de la température sur les transformations radioactives, IX, 62. — *Aschkinass*. Rayon d'action et absorption des rayons α , IX, 89. — *Duane*. Réponse, IX, 447. — *Rutherford* et *Geiger*. Dénombrement des particules α , IX, 171; charge et nature de la particule α , IX, 172. — *Rutherford* et *Roys*. *Id.* IX, 339. — *Geiger*. Dispersion des particules α , IX, 173, 247. — *Geiger* et *Mardsen*. Réflexion diffuse des particules α , IX, 837. — *Strutt*. Accumulation d'hélium dans les temps géologiques, IX, 176; dans les minéraux salins, IX, 176; Perté d'hélium par les minéraux radioactifs, IX, 779.

— *Soddy*. Production d'hélium, IX, 266. — *Pound*. Absorption des rayons β , IX, 336. — *Campbell*. Id., IX, 337. — *Makover*. Id., IX, 337. — *Bragg* et *Madsen*. Propriétés et nature de diverses radiations électriques, IX, 351. — *Bragg* et *Madsen*. Nature des rayons γ , IX, 351. — *Madsen*. Radiation γ secondaire, IX, 352. — *Eve*. Changement de vitesse des rayons α , β , γ dans un champ électrique, IX, 352; Rayons secondaires γ , IX, 352. — *Kleeman*. Rayons cathodiques secondaires émis par les substances exposées aux rayons γ , IX, 352, 777. — *Guye*. Cinétique des transformations des corps radioactifs, IX, 364. — *Kernbaum*. Action chimique sur l'eau, IX, 545. — *Bialobjeski*. Action des rayons γ sur les diélectriques solides, IX, 545. — *Szilard*. Longueur du parcours des rayons α , IX, 551; Mesures radioactives, IX, 629. — *Besson*. Influence du mouvement de la lune sur la radioactivité atmosphérique, IX, 618. — *Schlundt* et *Moore*. Anomalie dans la radioactivité de quelques composés de l'uranium, IX, 642. — *Schmidt*. Destruction du radium B et C aux températures élevées, IX, 645. — *Strong*. Rayonnement pénétrant, IX, 645. — *Mac-Lennan*. Effets radioactifs produits par l'actinium, IX, 705; Charges électriques acquises, dans le vide, par les sels de potassium, IX, 714. — *Taylor*. Ralentissement des rayons α par les métaux et les gaz, IX, 707. — *Davisson*. Radioactivité produite par le choc des rayons β contre les solides, IX, 707. — *Aellen*. Rayonnement secondaire sous l'action des rayons β du radium, IX, 709. — *Russ* et *Makover*. Expulsion de matière radioactive dans les transformations du radium, IX, 782. — *Gray*. Libération de l'hélium des minéraux radioactifs par le broyage, IX, 830. — *Wilson*. Absorption des rayons β homogènes, IX, 843. — *Guilleminot*. Radiochromisme des corps organiques, IX, 924. — *Dunoyer*. Emission de décharges par les métaux alcalins, IX, 924. — *Wertenstein*. Parcours des projections radioactives, IX, 971. — *Henriot*. Rayons du potassium, IX, 997.

ÉMANATION. *Kolowrat*. Emanation, VII, 496. — *Dennis* et *Haveley*. Nature chimique de l'émanation du radium, VIII, 49. — *Makover* et *Russ*. Effet des hautes températures sur l'émanation du radium, VIII, 458. — *Rumelin*. Emanation du radium, VIII, 300. — *Perkins*. Poids moléculaire de l'émanation du radium, VIII, 313. — *Ashman*. Emanation du radium dans l'atmosphère, VIII, 344. — *Blanc*. Constante de dissociation du radiothorium, VIII, 519. — *Boltwood*. Produits ultimes de la dissociation des éléments radio-actifs, VIII, 509. — *Greinacher* et *Kernbaum*. Produits gazeux de la transformation du polonium, VIII, 519. — *M^{me} Curie* et *M^{me} Gleditsch*. Action de l'émanation du radium sur les solutions de sels de cuivre, VIII, 604. — *M^{me} Curie*. Formation de brouillard en présence de l'émanation du radium, VIII, 606. — *Moore*. Diminution de l'émanation du radium dissoute dans l'eau, VIII, 793. — *Brichat*. Coefficient de diffusion de l'émanation, VIII, 933. — *Debièrne*. Emanation du radium, VIII, 949, 996. — *Laborde*. Condensation de l'émission du radium, VIII, 955. — *Duane* et *Laborde*, Id, 988. — *Cameron* et *Ramsay*. Spectre de l'émanation du radium, IX, 174. — *Kinoshita*. Condensation des émanations de l'actinium et du thorium, IX, 254. — *Bronson*. Activité relative de l'émanation, 257. — *Rutherford*. Volume de l'émanation du radium, IX, 258; action sur l'eau, IX, 329; Condensation de l'émanation, IX, 349. — *Satterly*. Quantité d'émanation du radium dans l'atmosphère, IX, 267. — *Eve*. Teneur en émanation du radium au voisinage de la terre, IX, 268. — *Boyle*. Absorption des émanations actives par le charbon, IX, 344. — *Russ*. Diffusion des émanations, IX, 345. — *Werstentein*. Action de la pesanteur, IX, 550. — *Herchfinkel*. Dégagement d'émanation du radium, IX, 555. — *Koffer*. Coefficient d'absorption de l'émanation du radium par les solutions et les mélanges IX, 639. — *Schmidt*. Radioactivité prise par l'électrode centrale d'un vase cylindrique placé dans l'émanation du radium, IX, 650.

(Pour l'ionisation par radioactivité, voir chapitre suivant.)

Cingovotoff. Action des vapeurs d'essence de térébenthine sur la plaque photo-

graphique, VII, 739. — *Scaland*. Rayonnement photographique des métaux, IX, 69, 95.

Ionisation des gaz.

GÉNÉRALITÉS. — *Bloch*. Ionisation de l'air par barbotage, VII, 481 IX, 966; par la lumière ultra-violette, VIII, 63, par le phosphore, VIII, 683; par pulvérisation, IX, 975. — *De Broglie*. Id., VII, 481, IX, 980. — *De Broglie et Brizard*. Id., IX, 976. — *Ehrenfest*. Stabilité des électrons de Bucherer et de Langevin, VII, 545. — *Righi*. Rencontre entre électrons, ions, atomes et molécules, VII, 589. — *Sagnac*. Remarque, VII, 617. — *Philipps*. Vitesses ioniques dans l'air à différentes températures, VII, 709. — *Blanc*. Mobilité des ions dans les gaz, VII, 825. — *De Broglie*. Gaz provenant des étincelles électriques, VII, 904; Centres électrisés de faible mobilité, VIII, 869; IX, 205. — *De Broglie et Brizard*. Charge électrique des particules en suspension dans les gaz, VIII, 953; Examen microscopique des centres chargés en suspension dans l'air, VIII, 69. — *Davis*. Energie nécessaire pour ioniser une molécule par choc d'ions négatifs, VIII, 42. — *Keon*. Variation diurne de l'ionisation de l'air, VIII, 55. — *Langevin*. Recombinaison des ions, VIII, 69. — *Davidson*. Effet de la lumière ultra-violette, VIII, 295. — *Griffith*. Relation entre la quantité de lumière ultra-violette qui tombe sur une lame de zinc électrisée négativement et la quantité d'électricité mise en liberté, VIII, 503. — *Königsberger*. Déperdition électrique en différents lieux du globe, VIII, 506. — *Salles*. Diffusion des ions gazeux, VIII, 613. — *Millikan et Begeman*. Charge d'un ion négatif, VIII, 697. — *Strong*. Ionisation en vase clos, VIII, 704. — *Erickson*. Ionisation des gaz aux pressions élevées, VIII, 711. — *Pomeroy*. Excès d'électrisation négative produit par pulvérisation des liquides, VIII, 711. — *Townsend*. Charge des ions positifs et négatifs dans les gaz, VIII, 782; IX, 485. — *Bonacini et Nicolis*. Conductibilité électrique de l'air, VIII, 795. — *Perkins*. Effet sélectif dans l'ionisation des gaz par un champ alternatif, VIII, 926. — *Meynier*. Catalyse par humidité, VIII, 954. — *Houlléviq*. Ionisation par les canalisations à haute tension, VIII, 958. — *Gill et Pidduck*. Créations d'ions par collision des ions positifs et négatifs, IX, 256. — *Laby*. Ionisation gazeuse et pression, IX, 332. — *Wright*. Conductivité de l'air enfermé dans des récepteurs métalliques, IX, 340. — *Chassy*. Conductibilité d'un gaz à la pression atmosphérique, IX, 542. — *Reboul*. Réactions chimiques et ionisation, IX, 544. — *Bloch*. Id., IX, 544. — *De Broglie et Brizard*. Id., IX, 544. — *Moreau*. Diffusion des ions à travers les métaux, IX, 545. — *Nicol*. Rotation de l'arc électrique dans un champ magnétique radial, IX, 775. — *Wellisch*. Mobilité des ions produits par les rayons Röntgen, IX, 778; Passage de l'électricité à travers les mélanges gazeux, IX, 838. — *Crouther*. Effet de la température, IX, 831. — *Chassy*. Absorption d'énergie par le passage d'un courant alternatif dans un gaz, IX, 985.

IONISATION PAR RADIOACTIVITÉ. — *Laby*. Ionisation totale des différents gaz par les rayons α de l'uranium, VIII, 202. — *Kleman*. Ionisation des gaz par les rayons α , β , γ , VIII, 203; IX, 831. — *Jaffé*. Ionisation des isolants par le radium, VIII, 375. — *Hoffman*. Vitesse de migration des ions et valence du thorium X, VIII, 526. — *Rothé*. Influence de la pression sur l'ionisation produite dans les gaz par les rayons X, VIII, 680. — *Ham*. Distribution de l'énergie ionisante autour des tubes à rayons X, VIII, 698. — *Allen*. Parcours et ionisation totale des particules α , VIII, 709. — *Moulin*. Combinaison initiale des ions produits dans les gaz par les particules α , VIII, 961. — *Riecke*. Mouvement des ions α , IX, 93. — *Wilson*. Effet de la pression sur l'ionisation en vase clos et ionisation par les rayons γ , IX, 338. — *Haselfod*. Charge des ions produits par le radium, IX, 774. — *Geiger*. Ionisation produite par une particule α , IX, 837.

IONISATION PAR LES CORPS CHAUDS. — *Richardson*. Ionisation par le platine chaud, VII, 710; VIII, 707; Charge spécifique des ions émis par les corps chauds, IX 275; Thermoionique, IX, 251; Energie cinétique des ions émis par les corps chauds, IX, 333. — *Richardson et Brown*. Id., IX, 260. — *Brown*. Id., IX, 342. — *Cathiard*. Emploi des flammes comme soupapes des courants alternatifs de haute tension, VII, 890. — *Gold*. Vitesse des ions négatifs dans les flammes, VIII, 152. — *Horton*. Décharge d'électricité négative provenant du calcium chaud et de la chaux, VIII, 154. — *Deiniger*. Emission d'ions négatifs par quelques métaux incandescents, VIII, 370. — *Martyn*. Décharge de l'électricité émanée des corps chauds, VIII, 504. — *Davidson*. Rôle des électrodes dans la conductibilité des flammes, VIII, 694. — *Brown*. Energie cinétique des ions positifs émis par le platine chauffé, VIII, 712. — *Wilson*. Effet de l'hydrogène sur la décharge d'électricité négative provenant du platine chaud, VIII, 787; Effet de l'hydrogène, IX, 776. — *Moreau*. Ions négatifs d'une flamme, VIII, 925, 947. — *Jentzsch*. Emission d'électrons par les oxydes métalliques incandescents, IX, 85. — *Wehnelt et Jentzsch*. Energie de l'émission d'électrons par les corps chauds, IX, 450. — *Bialoyeski*. Ionisation de la paraffine à différentes températures, IX, 551. — *Ries*. Flammes de Ph et de la paraffine dans un champ électrique, IX, 645. — *Tugman*. Effet des oscillations électriques sur la conductibilité communiquée aux gaz par les cathodes incandescentes, IX, 709. — *Nodon*. Ionisation de la source chaude des thermes d'Hammam-Salikin, IX, 979. — *De Broglie*. Électrisation de l'air par la flamme d'oxyde de carbone et par les rayons du radium, IX, 989.

NOYAUX DE CONDENSATION. — *Elster et Geitel*. Diminution de mobilité des ions dans le brouillard, VII, 241. — *Barkow*. Formation du brouillard, VII, 411. — *Barus*. Cycles successifs de couronnes, VII, 478; Décroissance avec le temps du nombre d'ions dans la chambre de condensation, VII, 478; Efficacité de l'enceinte à condensation avec bouchon à robinet, VII, 558; Noyaux de condensation. VIII, 55. Répartition, VIII, 123; dans l'eau pure, VIII, 308; Etalonnage de la chambre de condensation à l'aide de l'électromètre de Thomson, VIII, 315; Constante de Thomson, VIII, 315. — *Przibram*. Condensation des vapeurs dans les gaz ionisés, VIII, 527. — *Pringal*. Traces de vapeurs nitreuses et condensation de la vapeur d'eau, IX, 65. — *Laby*. Condensation nucléaire de quelques vapeurs métalliques, IX, 174. — *Millikan*. Méthode des condensations de vapeur pour mesurer e , IX, 716.

PHOTO ET ACTINO-ÉLECTRICITÉ. — *Wilson*. Décharge photo-électrique, VII, 400. — *Baudeuf*. Action de la lumière ultra-violette sur les faux équilibres chimiques, VII, 675. — *Buisson*. Remarques, VII, 952. — *Baudeuf*. Réponse, VII, 953. — *Allen*. Fatigue photo-électrique du zinc, VII, 721. — *Stanley Allen*. Id., IX, 778. — *Halwachs*. Id., VII, 728, 786. — *Dember*. Propriétés photoélectriques des métaux, VII, 970; Variation de la sensibilité des cellules électro-lumineuses, IX, 650. — *Mélander*. Production d'électricité statique par l'action de la chaleur et de la lumière, VII, 809. — *Millikand et Winchester*. Photoélectricité et température, VIII, 500. — *Christler*. Activité photo-électrique des métaux, VIII, 708. — *Goldmann*. Expériences photo-électriques sur les matières colorantes, IX, 91. — *Flemming*. Propriétés photo-électriques de l'alliage K-Na, IX, 339. — *Bloch*. Effet photo-électrique de Hertz, IX, 633. — *Hodge*. Éléments photo-électriques à liquides fluorescents, IX, 700. — *Richmyer*. Variation du courant photo-électrique avec l'intensité de la lumière, IX, 707; Effet photo-électrique avec les métaux alcalins, IX, 712. — *Kunz*. Propriété photo-électrique de l'alliage de K et de Na, IX, 709. — *Bloch*. Courbes de saturation de l'effet photo-électrique de Hertz, IX, 980.

Météorologie et Physique cosmique.

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *Teisserenc de Bort*. Distribution de la température sous le cercle polaire Nord, VII, 486; aux diverses latitudes, VIII, 932. — *Henriet et Bonnyssy*. Ozone et acide carbonique de l'air, VIII, 68. — *Arctowsky*. Variation à longue durée des phénomènes atmosphériques, VIII, 319; Influence de la lune sur la vitesse des vents, VIII, 319; en Russie, VIII, 319; Variation de la répartition de la pression atmosphérique, VIII, 932; Dynamique des variations climatiques, IX, 638. — *Teisserenc de Bort*. Gaz rares de l'atmosphère, VIII, 601. — *Mallock*. Température des couches supérieures de l'air, VIII, 792. — *Angot*. Variabilité des moyennes barométriques, VIII, 943. — *Hildebrand-Hildebrandson*. Types de saisons, VIII, 955; Températures d'été en Europe; IX, 622. — *Schmidt*. Recherche d'ondes régulières dans la pression de l'air, IX, 83; Oscillations régulières de l'air, IX, 89. — *Morton*. Quantité d'eau dans un nuage formé par expansion, IX, 338. — *Humphreys*. Gradient vertical des températures dans l'atmosphère, IX, 427. — *Carpentier*. Baromètre isotherme, IX, 631. — *Gold*. Couche isotherme de l'atmosphère et radiation atmosphérique, IX, 775. — *Angstrom*. Méthode pour déterminer la radiation nocturne, IX, 961. — *Deslandes*. Influence des comètes sur l'atmosphère terrestre, IX, 983.

MÉTÉOROLOGIE OPTIQUE. — *Rolla*. Reproduction expérimentale du mirage, VII, 665. — *Van de Sande Backhuysen*. Réfraction atmosphérique, VIII, 235. — *Kohlrausch*. Unipolarité dans les mesures de dispersion atmosphérique, VIII, 295. — *Esclançon*. Illuminations crépusculaires, VIII, 606. — *Nichols*. Théorie des couleurs du ciel, VIII, 703. — *Véry*. Transparence de l'atmosphère, IX, 434. — *Besson*. Sorte d'arc-en-ciel blanc observé à Paris, IX, 926. — *De Kérillis*. Aurore boréale, IX, 984. — *Stormer*. Photographie des aurores boréales, IX, 992.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Villard*. Les rayons cathodiques et l'aurore boréale, VII, 429; Induction et aurores boréales, VIII, 616. — *De Fonvielle*. Incendie spontané des ballons en pleine atmosphère, VII, 484. — *Benndorf*. Electromètre pour l'électricité atmosphérique, VII, 536. — *Nodon*. Action électrique du Soleil et de la Lune au pic du Midi, VII, 567; Perturbations dans la charge terrestre, VIII, 614. — *Bellia*. Dispersion électrique sur l'Etna, VII, 664. — *Violle*. Les engins grêlifuges, VII, 899; Orage à grêle ayant suivi le parcours d'une ligne d'énergie électrique, VIII, 605. — *André*. Effets des tirs grêlifuges, IX, 781. — *Violle*. Id., 981. — *Bay*. Foudre en boule, VII, 902. — *Kurz*. Radioactivité et mesures relatives à l'électricité atmosphériques, VIII, 141. — *Conrad*. Mesure des chutes de potentiel dans l'air, VIII, 296. — *Daunderer*. Mesure de l'électricité atmosphérique, VIII, 517. — *Nicolas*. Effluves lumineux continus pendant les orages, VIII, 687. — *Wilson*. Gradient de potentiel électrique de l'atmosphère, VIII, 792. — *Halluite*. Orage sur mer, VIII, 941. — *Simpson*. Électricité des orages, IX, 348. — *Wilson*. Id., 348, 779. — *De Beauchamp*. Défense contre la grêle, IX, 543. — *Dike*. Electricité atmosphérique, IX, 653. — *Weinberg*. Conservation des grêlons et leur microstructure, IX, 771.

MAGNÉTISME TERRESTRE. — *Cirera et Batelli*. Activité solaire et perturbations magnétiques, VII, 576. — *Cady*. Déclinomètre enregistreur, VII, 725. — *Moureaux*. Valeur des éléments magnétiques au Val Joyeux au 1^{er} janvier 1908, VII, 891; au 1^{er} janvier 1909, VIII, 923. — *Angot*. Id., au 1^{er} janvier 1910, IX, 918; Variation annuelle des éléments magnétiques dans la région de Paris, IX, 964. — *Brunhes et David*. Composante verticale du magnétisme terrestre, VIII, 63. — *Colin*.

Observations magnétiques à Tananarive, VIII, 74. — *Nordmann*. Déterminations magnétiques dans le bassin oriental de la Méditerranée, VIII, 78. — *Mayer*. Variomètre pour inclinaison et déclinaison magnétique, VIII, 385. — *Birkeland*. Cause des orages magnétiques, VIII, 610. — *Stormer*. Id., VIII, 610. — *Brunhes*. Courants telluriques entre stations d'altitude différente, VIII, 692; Orages magnétiques et aurores boréales, VIII, 916; Courants telluriques d'induction dans les régions polaires, VIII, 955. — *Brunhes et David*. Courants telluriques, entre stations à grande différence d'altitude, IX, 543. — *Schuster*. Variation diurne du magnétisme terrestre, 776. — *Dunoyer*. Compas électromagnétique, VIII, 797, IX, 135. — *Allan*. Magnétisme du basalte, IX, 347. — *Angot*. Perturbation magnétique et aurore boréale du 25 septembre 1909, IX, 617. — *Marchand*. Id., IX, 617. — *Cicera*. Id., Id., IX, 617. — *Deslandres*. IX, 916. — *Bosler*. Perturbations magnétiques et phénomènes solaires, IX, 623. — *Audouin*. Observations magnétiques au Dahomey, IX, 628. — *Nodon*. Recherches sur le magnétisme terrestre, IX, 967. — *Mercanton*. Stabilité d'aimantation des poteries lacustres, IX, 992.

PHYSIQUE TERRESTRE. — *Matha*. Intensité de la pesanteur à Booth-Vandel, VII, 494. — *Konigsberger*. Gradient de la température du sol, VII, 547. — *Costanzi*. Déplacement des maxima de l'anomalie de la pesanteur, VII, 571. — *Martienssen*. Boussole gyroskopique, VII, 652. — *Ebert*. Variation des latitudes, VII, 773. — *Lallemand*. Mouvements généraux du sol, VII, 891; marées de l'écorce terrestre, IX, 143. — *Baumgart*. Action réciproque de la terre et d'un pendule, VII, 979. — *Martel*. Variations de la température de la source de la Sainte-Baume, VIII, 60. — *Mendel*. Température des eaux thermales des Pyrénées orientales, VIII, 72. — *Strutt*. Origine des gaz des eaux minérales, VIII, 208. — *Brunhes et David*. La caverne respirante du Puy-de-Dôme, VIII, 298. — *Loktine*. Congélation des rivières, VIII, 439. — *Maillard*. Expérience de cours relative à la rotation de la terre, VIII, 608. — *Berget*. Méthode gravimétrique pour la mesure des hautes altitudes, VIII, 917. — *Suldry*. Lithologie des fonds de l'étang de Thau, VIII, 938. — *Wright et Larsen*. Quartz employé comme thermomètre géodésique, IX, 654. — *Esclangon*. Densité de la pesanteur et anomalies à Bordeaux, IX, 918.

SÉISMES. — *Bigourdan*. Tremblement de terre du 26 mars 1908, VII, 906. — *Schuster*. Mouvement superficiel causé par les ondes sismiques, VII, 973. — *Herglotz*. Propagation des ondes sismiques, VII, 976. — *Montessus de Ballore*. Constructions asismiques, VIII, 75; Latitudes et tremblement de terre, VIII, 614; Interprétation des ondes de la phase principale des sismogrammes, VIII, 921; barographe considéré comme sismographe enregistreur, IX, 926. — *Galitzine*. Sismographe à enregistrement galvanométrique à distance, VIII, 610. — épïcéntré d'un tremblement de terre, IX, 965; sismographe pour la composante verticale, IX, 995. — *Angot*. Enregistrement des perturbations sismiques, VIII, 615; Tremblements de terre du 23 janvier, 9 février, 11 juin 1909, VIII, 923; IX, 547. — *Eginitis*. Id., VIII, 923. — *Angot, Cicera, Comassola et Eginitis*. Tremblement de terre du 28 décembre 1908, VIII, 917. — *Angot et Brunhes*. Tremblement de terre du 22 janvier 1910, IX, 920. — *Angot*. Tremblement de terre du 24 juin 1910, IX, 998. — *Sola*. Microsismes de longue durée, VII, 1690. — *Lippmann*. Enregistrement de l'accélération absolue des mouvements sismiques. VIII, 919; sismographe à colonne liquide, IX, 921. — *Crémieu*. Emploi de la balance de torsion comme sismographe, VIII, 944. — *Pécsi*. Détermination de l'azimut des rayons sismiques, IX, 50. — *Fabry*. Tremblement de terre en Provence, IX, 547. — *Sola*. Profondeur des hypocentres sismiques, IX, 615.

Océans. — *Letalle*. Transparence et couleur de l'eau de mer de la Manche,

VII, 573; Relief picnométrique de la Manche, VIII, 685. — *Chevalier*. Etude d'une série d'échantillons d'eau de mer, VII, 891. — *Thoulet*. Diminution de salure de l'eau de mer filtrée à travers du sable, VII, 892; Influence de la déflation sur la constitution des fonds océaniques, VIII, 690; Remplissage du fond de l'Océan, VIII, 74; Poussière ferrugineuse d'origine cosmique dans l'Océan, VIII, 928; sédiments marins d'origine éolienne, IX, 974; couleur des vases marines, IX, 988. — *Honda, Téreda et Isitani*. Oscillations secondaires des marées de l'Océan, IX, 103. — *Bouquet de la Grye*. Température de la mer, IX, 615. — *Lallemand*. Médiramètre, IX, 921.

PHYSIQUE CÉLESTE. — *Wallace*. Filtre de radiations pour la photographie astronomique, VII, 165. — *Hartmann*. Spectro-comparateur, VII, 166. — *Julius*. Distribution de la lumière dans les bandes d'absorption, VII, 320. — *Tolver Preston*. Questions d'astronomie physique, VII, 808. — *Baillaud*. Erreurs systématiques des reproductions des réseaux de la carte du ciel, VII, 904. — *Hale*. Cœlostat à télescope vertical, VIII, 148; Héliomicromètre, VIII, 150; Spectrohéliographe, VIII, 151. — *Albrecht*. Distorsion de la gélatine sur les plaques photographiques, VIII, 151. — *De la Baume-Pluvinet*. Lunette zénithale photographique, VIII, 949. — *Deslandres*. Spectrohéliographe, VIII, 939. — *Rayleigh*. Adaptation de lentilles inclinées aux télescopes de pouvoir grossissant inégal dans des directions perpendiculaires, IX, 168. — *Buisson et Fabry*. Mesure de petites variations de longueur d'onde, IX, 298. — *Wood*. Paraboloïde de mercure comme télescope réflecteur, IX, 431. — *Plaskett*. Objectifs pour spectrographes, IX, 433. — *John*. Effet polarisant des miroirs du cœlostat, IX, 434. — *Hamy*. Détermination des déplacements de l'axe de rotation des lunettes méridiennes, IX, 547; spectroscopie solaire à l'observatoire de Paris, IX, 964.

Tikhoff. Dispersion apparente de la lumière dans l'espace interstellaire, VIII, 600, 924. — *Stein, Lebedew, Nordmann*. Id., VIII, 600. — *Lord Kelvin*. Formation de la matière concrète à partir des origines atomiques, IX, 242.

SOLEIL. — *Mitchel*. Observations solaires à Princeton, VII, 161. — *Hale, Adam et Gale*. Cause des phénomènes caractéristiques des taches solaires, VII, 163. — *Hale*. Flocculi de l'hydrogène, VIII, 75; Champs magnétiques des taches solaires, VIII, 461; IX, 425. — *Hale et Adams*. Spectre du limbe et du centre du soleil, VIII, 150. — *Hale*. Rotation du soleil, IX, 415; Tourbillons solaires, IX, 425. — *Adams*. Rotation du soleil, IX, 414; 430. — *Chevalier*. Eclat du bord intérieur de la pénombre dans les taches solaires, VII, 166; Taches solaires, VIII, 150; Etude de la photosphère, IX, 411. — *Cortie*. Relation entre les régions troubles de la surface solaire et la couronne, VII, 168. — *Meslin*. Renversement complexe des raies dans les couches chromosphériques, VII, 454. — *Wundt*. Température du Soleil, VII, 643. — *Angstrom*. Etude de la radiation solaire, VII, 701. — *Dyson*. Longueurs d'onde des spectres obtenus pendant les éclipses de soleil de 1900, 1901, 1905, VII, 713. — *Féry et Millochau*. Rayonnement calorifique du Soleil, VII, 894. — *Millochau*. Température du soleil et constante solaire, VIII, 347. — *Goldhammer*. Id., VIII, 443. — *Nordmann*. Dispersion de la lumière dans l'espace céleste, VII, 895; IX, 926. — *Tikhoff*. Id., VII, 895. — *Lebedew*. Id., VII, 895. — *Deslandres*. Rotation et éclat des diverses couches atmosphériques du soleil, VIII, 75; Classe particulière de rayons qui peuvent être émis par le soleil, VIII, 605. — *Durand Gréville*. Id., VIII, 605. — *Deslandres et d'Azambuya*. Couche supérieure du calcium dans l'atmosphère solaire, VIII, 603, 940; Images monochromatiques multiples données par les raies larges du soleil, IX, 615. — *Deslandres*. Mouvements de la couche supérieure de l'atmosphère solaire, IX, 547; Distribution des filaments dans la couche supérieure de l'atmosphère solaire, IX, 977. — *Nichols*. Absence d'ondes de très grandes longueurs dans le spectre du soleil,

VIII, 450. — *Nagaraqa*. Raies affaiblies dans le spectre des taches solaires, VIII, 452. — *Perot*. Rotation du soleil, VIII, 603. — *Buisson et Fabry*. Comparaison des spectres du centre et du bord du Soleil, VIII, 960. — *Fowler*. Spectre du scandium et spectre solaire, IX, 178. — *Walters-Adams*. Raies modifiées des taches solaires, IX, 411. — *Amsted*. Bandes du spectre des taches du soleil dans un arc, IX, 412. — *Wood*. Fluorescence polarisée des vapeurs métalliques et couronne solaire, IX, 419. — *Fox*. Phénomènes éruptifs sur le disque solaire, IX, 423. — *Schultz*. Constitution du Soleil, IX, 427. — *Julius*. Réfraction anormale étudiée avec le spectrohéliographe, IX, 426, 913. — *King*. Séparation dans un champ magnétique de quelques raies du spectre des taches, IX, 428. — *Evershed*. Longueur d'onde de H β et H γ dans le spectre solaire, IX, 421. — *Abbot et Fowler*. Constance solaire, IX, 433. — *Bosler*. Perturbations magnétiques et phénomènes solaires, IX, 622. — *De Gramont*. Répartition des raies ultimes dans le spectre de diverses régions du soleil et les spectres solaires, IX, 916. — *Birkeland*. Déviabilité magnétique des rayons corpusculaires provenant du soleil, IX, 920. — *Hinks*. Parallaxe solaire, IX, 974. — *Landerer*. Polarisation de la lumière solaire, IX, 993. — *Bauer et Moulin*. L'éclat du soleil et constante solaire, IX, 993.

PLANÈTES. — *Bigourdan*. Passages de Mercure devant le Soleil, VII, 569. — *Lowell*. Température de la surface des planètes, VII, 803; Photographie planétaire, IX, 997; Vapeur d'eau dans l'atmosphère de Mars, VII, 902. — *Lowell*. Spectre des grosses planètes, VIII, 608; photographie planétaire, IX, 977.

LUNE. — *Wery*. Température de la Lune, VII, 167. — *Stebbins et Brown*. Intensité lumineuse de la lune, VIII, 454.

ÉTOILES. — *Adam*. Raies des taches du Soleil dans le spectre d'Arcturus, VII, 161. — *Albrecht*. Types spectraux stellaires, VII, 167. — *Rozet*. Ombres volantes et scintillation, VII, 896. — *Plaskett*. Spectrohéliographie des étoiles, VIII, 149. — *Lunt*. Europium dans les étoiles, VIII, 155. — *Cortie*. Variabilité de Mira Ceti et température des taches solaires, VIII, 452. — *Nordmann*. Particularités nouvelles des étoiles variables à courte période, VIII, 594; Températures des étoiles, IX, 616. — *Bergstrand*. Observation photographique des étoiles, VIII, 692; Détermination photographique de la couleur des étoiles, VIII, 942. — *Plaskett*. Influence de la largeur de la fente sur la précision de la détermination des vitesses radiales, IX, 423. — *Lockyer, Barandall et Butler*. Origine de certaines raies dans le spectre de ϵ d'Orion, IX, 839. — *Falry*. Éclat intrinsèque du ciel étoilé, IX, 921. — *Nordmann*. Atmosphères absorbantes et éclats de quelques étoiles, IX, 966.

MÉTÉORES. — *Barnard*. Observations photographiques de la comète Giacobini, VII, 165. — *Deslandres et Bernard*. Comète Daniel en 1907, VII, 566. — *Chrétien*. Id., VII, 566. — *Deslandres*. Plan de l'étude physique des comètes, VII, 576. — *Smith*. Alliages fer-nickel météoriques, VIII, 156. — *Troubridge*. Nature physique des traînées des étoiles filantes, VIII, 451. — *Blajko*. Spectres de deux météores, VIII, 454. — *Deslandres et Bernard*. Recherches spectrales sur la comète Morehouse c 1908, VIII, 686. — *Deslandres et Bosler*. Id., VIII, 686. — *De la Baume-Pluvinel et Ballet*. Id., VIII, 936. — *Deslandres, Bernard et Bosler*. Id., VIII, 937. — *Frost et Parkhurst*. Id., IX, 428. — *Campbell et Albrecht*. Id., IX, 428. — *Bosler*. Variation d'éclat de la comète d'Ecke et période des taches solaires, VIII, 959. — *Deslandres et Idrac*. Spectre de la comète 1940 a, IX, 965. — *Bernard et Idrac*. Comète de Halley et son spectre, IX, 981. — *Deslandres*. Influence des comètes sur l'atmosphère, IX, 983. — *André, Claude, Angot, Lebel, Limb et Nanty*. Comète de Halley, IX, 988. — *Nordmann*. Éclat de la comète de Halley, IX, 996.

Histoire de la physique.

Bosscha. Simon Marius, VII, 322. — *Lermantoff*. Les travaux de Mendeleeff relatifs aux propriétés des corps gazeux, VII, 737. — *Mascart*, Nécrologie, VII, 745. — *Dutoit*. Revue de la chimie physique en 1906, VII, 940 ; en 1907, IX, 364. — *Ph.-A. Guye*. Humphry Davy, VII, 911. — *Fischer*. Hautes écoles destinées aux candidats à l'enseignement de la physique, VII, 978. — *Hoppe*. A la mémoire de Léonard Euler, VII, 979. — *Janet*. Histoire et état actuel des unités électriques fondamentales, VIII, 529. — *Bouty*. Discours prononcé aux obsèques de M. B. Brunhes, IX, 553. — *Bosska*. Découverte en Australie de l'exemplaire des *Principia* qui a servi à Newton, IX, 915.

TOURS
IMPRIMERIE DES LIS FRÈRES
6, rue Gambetta, 6
