

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

TOURS. — IMPRIMERIE DES LIS FRÈRES ET C^{ie}.

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

CONTINUÉ PAR ED. BOUTY

PUBLIÉ PAR

LA SOCIÉTÉ FRANÇAISE DE PHYSIQUE

Directeur de la publication : AMÉDÉE GUILLET

CINQUIÈME SÉRIE.

TOME IX — ANNÉE 1912

PARIS,
AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,
3, RUE DE LA SANTÉ (13^e)

1912

JOURNAL DE PHYSIQUE THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

SUR LA THÉORIE DES QUANTA ;

Par M. H. POINCARÉ.

§ 1. — INTRODUCTION.

On sait à quelle hypothèse M. Planck a été conduit par ses recherches sur les lois du rayonnement. D'après lui, l'énergie des radiateurs lumineux varierait d'une manière discontinue, et c'est ce qu'on appelle la théorie des Quanta. Il est à peine nécessaire de faire remarquer combien cette conception s'écarte de tout ce qu'on avait imaginé jusqu'ici ; les phénomènes physiques cesseraient d'obéir à des lois exprimables par des équations différentielles, et ce serait là, sans aucun doute, la plus grande révolution et la plus profonde que la philosophie naturelle ait subie depuis Newton. Je ne parlerai pas des difficultés de détail, elles sautent à tous les yeux et M. Planck est le premier à s'en préoccuper.

Peut-on néanmoins échapper à cette conséquence ? Bien des personnes l'ont pensé ; lors du récent Congrès de Bruxelles, M. Nernst m'avait communiqué certaines suggestions ; il pensait qu'on pourrait rendre compte des faits, en supposant que les masses, au lieu d'être constantes comme dans la mécanique classique, au lieu de dépendre seulement de la vitesse, comme dans la mécanique nouvelle fondée sur le principe de relativité, soient dépendantes à la fois des composantes de la vitesse et de celles de l'accélération. Ce sont ces suggestions de M. Nernst qui m'ont déterminé à entreprendre ce travail, et je dois dire tout de suite que j'ai été conduit à répondre négativement à la question posée par l'éminent physicien.

M. Planck se représente le rayonnement des solides comme dû à un très grand nombre de résonateurs hertiens. Chacun de ces réson-

nateurs a une période propre unique et émet une lumière rigoureusement monochromatique. Par suite des échanges d'énergie entre ces résonnateurs, il s'établit entre eux un partage de l'énergie suivant une certaine loi, et il en résulte une certaine distribution de l'énergie rayonnée dans le spectre. Ceci suppose que ces échanges d'énergie sont possibles, bien que chaque résonnateur ne puisse ni absorber, ni émettre que de la lumière d'une couleur donnée; car, si l'échange ne pouvait avoir lieu, on ne tendrait pas vers une distribution finale et la distribution initiale persisterait indéfiniment. Mais ces échanges peuvent se faire par deux mécanismes entièrement différents :

1° Par le jeu du principe de Döppler-Fizeau; soit que les résonnateurs soient supposés en mouvement, soit que la lumière rayonnée puisse être réfléchie, réfractée, diffractée ou diffusée par des corps en mouvement. Dans ce cas, les résonnateurs de longueurs d'ondes différentes pourraient échanger leurs énergies par l'intermédiaire de l'éther;

2° Par des phénomènes mécaniques et en particulier par des chocs. On ne peut supposer qu'il y ait une influence *directe* d'un résonnateur sur l'autre. La théorie des quanta ne s'y prêterait pas, puisque l'un des résonnateurs ne pourrait gagner d'énergie que par multiples d'un certain quantum, tandis que l'autre ne pourrait en perdre que par multiples d'un autre quantum, incommensurable avec le premier. D'ailleurs, abstraction faite de la théorie des quanta, il ne manquerait pas de bonnes raisons pour lesquelles un échange immédiat serait invraisemblable et ne pourrait en tout cas qu'être exceptionnel. Mais il doit circuler entre les résonnateurs des atomes matériels qui, en choquant les résonnateurs, peuvent leur communiquer ou leur emprunter de l'énergie; les échanges se feraient alors par l'intermédiaire de la matière.

Bien que cette conception des résonnateurs de M. Planck soit assez particulière et n'ait d'autre but que de fixer les idées, nous n'avons aucune raison de ne pas l'adopter, puisqu'elle semble ne devoir en aucun cas modifier les résultats essentiels. D'un autre côté, nous admettons la possibilité des deux modes d'échange, mais nous étudierons plus particulièrement dans cet article le second mode, c'est-à-dire l'échange mécanique par l'intermédiaire de la matière.

Imaginons d'abord un système dont l'état est défini à chaque instant par n paramètres

$$x_1, x_2, \dots, x_n.$$

Supposons que les lois qui nous font connaître les variations de ces paramètres s'expriment par les équations différentielles :

$$(1) \quad \frac{dx_i}{dt} = X_i,$$

où les X sont des fonctions des x . Nous pouvons représenter l'état du système par le point de l'espace à n dimensions dont les coordonnées sont x_1, x_2, \dots, x_n . La probabilité pour que ce point soit intérieur à un élément de volume $d\tau$ de cet espace à n dimensions sera $Wd\tau$, W étant une certaine fonction de x_1, x_2, \dots, x_n . La probabilité pour que ce point soit intérieur à un volume de l'espace à n dimensions sera $\int Wd\tau$, l'intégration étant étendue à ce volume.

Par une pareille probabilité, j'entends le rapport $\frac{t}{T}$, T désignant une très longue durée s'étendant depuis l'époque θ jusqu'à l'époque $\theta + T$, et t le temps pendant lequel, entre ces deux mêmes époques, le point représentatif s'est trouvé à l'intérieur du volume considéré.

Cette probabilité n'aura donc aucun sens, si ce rapport $\frac{t}{T}$ ne peut pas être considéré comme indépendant de θ et de T , pourvu que t soit très grand. Si cette condition est remplie et si la fonction W peut être définie, elle devra satisfaire à l'équation aux dérivées partielles :

$$(2) \quad \sum \frac{\partial (WX_i)}{\partial x_i} = 0,$$

c'est-à-dire que W doit être un « dernier multiplicateur » des équations (1). Si donc ces équations n'admettent pas de dernier multiplicateur uniforme, la fonction W n'existera pas, on ne pourra parler de l'état moyen du système pendant un intervalle très long ; et même si on considère un ensemble formé d'un très grand nombre de pareils systèmes, cet ensemble de systèmes ne tendra pas vers un état final ; cela est contraire au second principe de la thermodynamique qui exige que le monde tende vers un état final d'où il ne peut plus sortir une fois qu'il l'a atteint. *Les équations qui représentent les phénomènes naturels doivent donc posséder au moins un dernier multiplicateur uniforme.*

Dans le cas de la mécanique classique, les équations différen-

tielles sont celles de Hamilton :

$$\frac{dx_i}{dt} = X_i = \frac{dF}{dy_i}, \quad \frac{dy_i}{dt} = Y_i = -\frac{dF}{dx_i}.$$

et l'on a :

$$\sum \frac{\partial X_i}{\partial x_i} + \sum \frac{\partial Y_i}{\partial y_i} = 0,$$

c'est-à-dire que le dernier multiplicateur W est égal à 1. On sait que cette hypothèse conduit au théorème de l'équipartition de l'énergie.

§ 2. — CAS DE DEUX RÉSONNATEURS.

Envisageons un système formé de deux résonnateurs, l'un à longue, l'autre à courte période. Chacun de ces résonnateurs pourra être considéré comme une masse mobile oscillant autour de sa position d'équilibre d'après la loi pendulaire. Pour le premier, celui dont la période est longue, nous désignerons par m_1 sa masse, par $2\pi\sqrt{\frac{h_1}{m_1}}$ sa période, par x_1 son élongation, par y_1 sa quantité de mouvement, par ξ son énergie, et par φ la phase de son mouvement ; de telle façon que l'on ait :

$$\frac{1}{\sqrt{m_1}} y_1 = \sqrt{2\xi} \cos \varphi, \quad \sqrt{h_1} x_1 = \sqrt{2\xi} \sin \varphi, \quad \frac{d\varphi}{dt} = \sqrt{\frac{h_1}{m_1}}$$

et que les équations du mouvement, quand ce mouvement n'est pas troublé par des chocs, s'écrivent :

$$y_1 = m_1 \frac{dx_1}{dt}, \quad \frac{dy_1}{dt} = -h_1 x_1.$$

Nous désignerons pour le second résonnateur par m_2 , h_2 , x_2 , y_2 , τ_1 , ψ , les quantités correspondantes à m_1 , h_1 , x_1 , y_1 , ξ , φ , de sorte qu'on aura :

$$\frac{1}{\sqrt{m_2}} y_2 = \sqrt{2\tau_1} \cos \psi, \quad \sqrt{h_2} x_2 = \sqrt{2\tau_1} \sin \psi, \quad \frac{d\psi}{dt} = \sqrt{\frac{h_2}{m_2}};$$

$$y_2 = m_2 \frac{dx_2}{dt}, \quad \frac{dy_2}{dt} = -h_2 x_2.$$

Nous supposons que les deux résonnateurs oscillent sur la même

droite (mais autour de positions d'équilibre différentes), de façon à pouvoir se choquer. Les équations du mouvement troublé par les chocs s'écrivent :

$$(3) \quad y_i = m_i \frac{dx_i}{dt}, \quad \frac{dy_i}{dt} = -h_i x_i + Z_i \quad (i = 1, 2).$$

Les fonctions Z sont négligeables, sauf au moment des chocs ; ce sont donc des fonctions des x et des y qui seront sensiblement nulles quand la différence $x_1 - x_2$ n'aura pas une valeur voisine de celle qui correspond au choc, et extrêmement grandes dans le cas contraire.

Je ne cherche pas une expression plus précise des fonctions Z en m'appuyant sur les lois connues du choc. Nous sommes obligés, en effet, de supposer, et c'est précisément là l'objet de ce travail, que les lois du choc sont modifiées d'une façon qui dérouté toutes les prévisions. En revanche, nous ne toucherons pas aux termes de nos équations, autres que les termes Z ; ces termes expriment seulement, en effet, que le mouvement de chaque résonnateur reste sinusoïdal en l'absence de toute perturbation, et c'est là une hypothèse qui s'impose, si nous voulons que chaque résonnateur donne une radiation monochromatique.

En ce qui concerne le résonnateur à longue période, nous pouvons supposer à la fois que h_1 est très petit et que l'amplitude des oscillations est très grande ; nous arrivons à la limite au cas d'un atome se mouvant librement, et dont le mouvement est rectiligne et uniforme dans l'intervalle des chocs.

Cela posé, nous devons avoir un dernier multiplicateur kW , k étant un facteur constant dont je me réserve de disposer ; la probabilité est exprimée par l'intégrale :

$$\int kW d\tau = k \int W dx_1 dy_1 dx_2 dy_2,$$

ce qui peut s'écrire en passant aux variables ξ, η, φ, ψ :

$$4) \quad k \frac{m_1 m_2}{h_1 h_2} \int W d\xi d\eta d\varphi d\psi.$$

La fonction W doit rester un dernier multiplicateur en dehors des chocs, c'est-à-dire quand on annule les termes Z , cela exige :

$$\frac{y_1}{m_1} \frac{\partial W}{\partial x_1} - h_1 x_1 \frac{\partial W}{\partial y_1} + \frac{y_2}{m_2} \frac{\partial W}{\partial x_2} - h_2 x_2 \frac{\partial W}{\partial y_2} = 0,$$

ou avec les nouvelles variables :

$$\sqrt{\frac{m_1}{h_1}} \frac{\partial W}{\partial \varphi} + \sqrt{\frac{m_2}{h_2}} \frac{\partial W}{\partial \psi} = 0,$$

d'où :

$$W = \text{fonc.} \left(\xi, \eta, \varphi \sqrt{\frac{h_1}{m_1}} - \psi \sqrt{\frac{h_2}{m_2}} \right).$$

Les coefficients $\sqrt{\frac{h_1}{m_1}}$ et $\sqrt{\frac{h_2}{m_2}}$ étant généralement incommensurables, la seule solution qui soit uniforme en x_1, y_1, x_2, y_2 , et par conséquent périodique en φ et ψ , c'est une fonction arbitraire de ξ et η .

Pour avoir la probabilité pour que les énergies soient comprises respectivement entre ξ et $\xi + d\xi$, et entre η et $\eta + d\eta$, il faut intégrer l'expression (4) par rapport à φ et à ψ depuis 0 jusqu'à 2π ; on trouve ainsi :

$$4\pi^2 k \frac{m_1 m_2}{h_1 h_2} W d\xi d\eta,$$

ce qui, en prenant l'arbitraire :

$$k = \frac{h_1 h_2}{4\pi^2 m_1 m_2},$$

se réduit à $W d\xi d\eta$.

Si donc on représente l'état du système par le point du plan dont les coordonnées sont ξ et η , la probabilité pour que le point représentatif soit intérieur à une certaine aire sera :

$$\int W d\xi d\eta.$$

La fonction W peut dépendre de ξ et de η , mais le résonnateur à très longue période étant assimilable à un atome, nous devons admettre qu'il suit les lois de la mécanique ordinaire et que les dérogations à ces lois ne pourront provenir que de la présence de l'autre résonnateur, ce qui signifie que W ne dépend que de η ; cette hypothèse sera mieux justifiée dans la suite.

Je dois rechercher quelle est la partition de l'énergie, c'est-à-dire quelles vont être les valeurs probables de ξ et de η , valeurs que j'appelle X et Y . J'observe que ξ et η sont liés par l'équation des forces vives :

$$\xi + \eta = h,$$

où h est une constante donnée. Je poserai alors :

$$Mdh = \int W d\xi d\tau,$$

où l'intégration est étendue au domaine défini par les inégalités :

$$\xi > 0, \quad \tau > 0, \quad h < \xi + \tau < h + dh.$$

J'aurai alors par définition :

$$MXdh = \int \xi W d\xi d\tau; \quad MYdh = \int \tau W d\xi d\tau.$$

Il est clair que je pourrais écrire également :

$$(5) \quad M = \int_0^h W(\tau) d\tau; \quad MX = \int_0^h (h - \tau) W(\tau) d\tau; \quad MY = \int_0^h \tau W(\tau) d\tau.$$

On a dans tous les cas :

$$X + Y = h.$$

Si $W = 1$, il vient comme on sait $X = Y$. Dans tous les cas, nous devons admettre que le résonnateur à longue période suit les lois actuelles, et par conséquent que X représente la température absolue (à un facteur constant près que nous pouvons supposer égal à 1 par un choix convenable des unités). Si la loi de Planck est vraie, on devra donc avoir :

$$Y = \frac{\epsilon}{e^{\frac{h}{\lambda}} - 1},$$

ϵ étant une constante. Il serait aisé, à l'aide des formules (5), de déterminer W de façon à retrouver cette loi, mais cela n'aurait aucun intérêt, le cas de la nature étant entièrement différent.

§ 3. — CAS DE PLUSIEURS RÉSONNATEURS.

Nous devons imaginer, en effet, non pas deux résonnateurs, mais des résonnateurs en très grand nombre; nous supposons qu'il y en ait p à longue période, tous semblables entre eux et ayant respectivement pour énergie $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_p$; et en outre n résonnateurs à courte période, tous semblables entre eux et ayant respectivement pour

énergie, $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_n$. Nous pourrions d'ailleurs désigner ces résonnateurs par R_1, R_2, \dots, R_p , d'une part, par R'_1, R'_2, \dots, R'_n , d'autre part; nous représenterons leurs phases par $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_p$ et par $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_n$. Les équations différentielles devront alors admettre un dernier multiplicateur kU (où k est un facteur constant dont nous nous réservons de disposer); de telle façon qu'en représentant l'état du système par un point de l'espace à $2n + 2p$ dimensions des ξ , des η , des φ et des ψ , la probabilité pour que le point représentatif soit intérieur à un certain volume de cet espace sera :

$$\int kU d\sigma,$$

où $d\sigma$ est le produit des $d\xi$, des $d\eta$, des $d\varphi$ et des $d\psi$.

Considérons maintenant l'effet des chocs entre les résonnateurs R_i et R'_i , et soit W , ce que serait le dernier multiplicateur si ces deux résonnateurs existaient seuls; nous avons vu au paragraphe précédent que W est une fonction de ξ_i et de η_k ; nous avons même été conduits à supposer que W dépendait de η_k seulement, mais j'abandonne pour un instant cette hypothèse. Un choc entre R_i et R'_i fera varier brusquement (ou très rapidement) les variables $\xi_i, \eta_k, \varphi_i, \psi_k$, relatives à ces deux résonnateurs et ne changera pas les variables relatives aux autres résonnateurs. Pour que la distribution des probabilités n'en soit pas altérée, il faut que kU soit de la forme :

$$kU = F \cdot W \xi_i, \eta_k,$$

$W \xi_i, \eta_k$ étant le dernier multiplicateur, tel qu'il serait si les deux résonnateurs existaient seuls et F étant une fonction des variables relatives aux autres résonnateurs. Si donc nous envisageons en particulier les résonnateurs R_1, R_2 et R'_1 par exemple, nous pourrions écrire :

$$kU = F_1 \xi_2, \dots W \xi_1, \eta_1,$$

et d'autre part :

$$kU = F_2 \xi_1, \dots W \xi_2, \eta_1),$$

F_1 dépendant seulement des résonnateurs autres que R_1 et R'_1 et F_2 seulement des résonnateurs autres que R_2 et R'_1 . Cela n'est possible que si l'on a :

$$kU = \Phi \cdot w' \xi_1 w' \xi_2 w(\eta_1,$$

$w' \xi_1, w' \xi_2, w(\eta_1$ étant des fonctions d'une seule variable ne

dépendant respectivement que de ξ_1 , de ξ_2 et de η_1 , tandis que Φ ne dépend que des variables relatives aux résonnateurs autres que R_1 , R_2 et R'_1 . On trouvera ainsi finalement :

$$kU = kw'(\xi_1) w'(\xi_2) \dots w'(\xi_p) w(\eta_1) w(\eta_2) \dots w(\eta_n).$$

C'est le moment de revenir à l'hypothèse faite plus haut et que nous discuterons plus complètement plus loin et de supposer $w'(\xi_i) = 1$, de telle façon que notre probabilité ne dépende que des η et pas des ξ .

Dans tous les cas, cette probabilité ne dépend pas des phases. Si donc nous représentons la distribution des énergies dans le système par un point de l'espace à $n + p$ dimensions des ξ et des η , la loi des probabilités s'obtiendra en intégrant l'expression :

$$\int kU d\sigma,$$

par rapport aux φ et aux ψ depuis 0 jusqu'à 2π ; on trouve ainsi :

$$k(2\pi)^{n+p} \int U d\sigma d\tau,$$

où $d\sigma$ désigne le produit des $d\eta$ et $d\tau$ celui des $d\xi$. Nous disposerons de k de telle façon que :

$$k(2\pi)^{n+p} = 1,$$

et, en nous rappelant que les w' sont supposés égaux à 1 et que U se réduit au produit des w , nous aurons pour l'expression de la probabilité :

$$(6) \quad \int U d\sigma d\tau = \int w(\eta_1) w(\eta_2) \dots w(\eta_p) d\sigma d\tau.$$

L'équation des forces vives s'écrira :

$$\Sigma \xi + \Sigma \eta = h.$$

Les valeurs moyennes des ξ_i seront toutes les mêmes par raison de symétrie et il en est de même de celles des η_k ; j'appelle X la valeur moyenne des ξ_i et Y celle des η_k , et j'ai pour définir ces quantités les équations :

$$7 \quad Mdh = \int U d\sigma d\tau; \quad MXdh = \int \xi_1 U d\sigma d\tau; \quad MYdh = \int \eta_1 U d\sigma d\tau,$$

les intégrations étant étendues au domaine défini par les inégalités :

$$8) \quad \xi_i > 0, \quad \eta_k > 0, \quad h < \Sigma \xi + \Sigma \eta < h + dh.$$

§ 4. — DISCUSSION DES FORMULES.

Il y a lieu de se demander d'abord si la relation entre X et Y est indépendante des nombres entiers n et p . Il y a un cas où il en est effectivement ainsi, c'est celui où $w(\eta)$ est une puissance de η , soit η^m . Pour nous en rendre compte, nous allons nous appuyer sur la formule suivante.

Répartissons arbitrairement en deux classes les résonnateurs soit à longue, soit à courte période, et désignons par ξ'_i et η'_k les énergies des résonnateurs de la première classe, par ξ''_i et η''_k celles des résonnateurs de la deuxième classe. Soit U' ce que serait le produit U si les résonnateurs de la première classe existaient seuls et U'' ce qu'il serait si ceux de la deuxième classe existaient seuls, on aura donc :

$$U = U' U'';$$

nous désignerons par $d\sigma'$, $d\tau'$, $d\sigma''$, $d\tau''$ les produits des $d\eta'_i$, des $d\xi'_i$, des $d\eta''_i$, des $d\xi''_i$ et nous aurons :

$$Mdh = \int U' U'' d\sigma' d\tau' d\sigma'' d\tau''.$$

Commençons par calculer l'intégrale du second membre en l'étendant au domaine défini par les inégalités :

$$8 \text{ bis } \left\{ \begin{array}{l} \xi'_i > 0, \quad \eta'_k > 0, \quad \xi''_i > 0, \quad \eta''_k > 0; \\ h < \Sigma \xi' + \Sigma \eta' < h' + dh'; \quad h'' < \Sigma \xi'' + \Sigma \eta'' < h'' + dh'', \end{array} \right.$$

les variables se trouvent séparées et l'intégrale se décomposera en deux facteurs :

$$\int U' d\sigma' d\tau' \int U'' d\sigma'' d\tau''.$$

Ces deux facteurs ne sont autre chose que $M' dh'$ et $M'' dh''$, en désignant par M' ou par M'' ce que deviendrait M si les résonnateurs de la première classe (ou de la seconde) existaient seuls. Pour retrouver l'intégrale étendue au domaine 8, il suffit d'intégrer de nouveau par rapport à h' et h'' dans le domaine défini par :

$$h' > 0, \quad h'' > 0, \quad h < h' + h'' < h + dh,$$

on trouve ainsi :

$$Mdh = \int M'M''dh'dh''; \quad h' > 0, h'' > 0, h < h' + h'' < h + dh$$

ou ce qui revient au même :

$$(9) \quad M(h) = \int_0^h M'(x) M''(h-x) dx.$$

Comme M est une fonction qui dépend de n et de p et que je puis écrire $\varphi_{n \cdot p}(h)$, je puis écrire la formule (9) sous la forme :

$$9 \text{ bis} \quad \varphi_{m+n \cdot p+q}(h) = \int_0^h \varphi_{m \cdot p}(x) \varphi_{n \cdot q}(h-x) dx.$$

Si nous désignons par $X'Y'$ (ou par $X''Y''$) ce que seraient les valeurs moyennes des ξ et des η si les résonateurs de la première classe (ou de la deuxième) existaient seuls, on trouvera de même :

$$(10) \quad YM = \int_0^h Y'M'M' dx,$$

où Y' et M' sont des fonctions de x , et M'' de $h-x$.

Si nous supposons $w(\eta) = \eta^m$, je trouve :

$$\varphi_{1 \cdot 1} = \frac{h^{m+1}}{m+1}, \quad \varphi_{2 \cdot 0} = h, \quad \varphi_{0 \cdot 2} = h^{2m+1} \int_0^h x^m (1-x)^m dx.$$

Je dis que nous aurons en général :

$$\varphi_{n \cdot p} = Kh^{mn + n + p - 1},$$

K étant un facteur numérique. Il suffit de remarquer que l'intégrale définie :

$$\int_0^h x^\alpha (h-x)^\beta dx$$

est proportionnelle à $h^{\alpha+\beta+1}$ et d'appliquer la formule (9 bis) pour reconnaître que la proposition vraie pour les petites valeurs de n et de p doit être également vraie par récurrence pour toutes les valeurs de ces entiers.

Si nous plaçons dans la première classe tous les résonateurs à courte période et dans la seconde tous ceux de période longue,

nous aurons donc :

$$\mathbf{M}' = \mathbf{K}' h'^{mn+n-1}, \quad \mathbf{M}'' = \mathbf{K}'' h''^{p-1}.$$

On devra avoir d'ailleurs $Y' = \frac{h'}{n}$, $X'' = \frac{h''}{p}$, puisque dans le cas, par exemple, où les n résonnateurs à courte période existent seuls, comme ils sont tous identiques, l'énergie moyenne Y' de chacun d'eux devra être la n^{e} partie de l'énergie totale h' ; on aura donc, pour les formules (9) et (10) :

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \mathbf{K}' \mathbf{K}'' \int_0^h x^{mn+n-1} (h-x)^{p-1} dx, \\ \mathbf{M} \mathbf{Y} &= \mathbf{K}' \mathbf{K}'' \int_0^h \frac{x^{mn+n}}{n} (h-x)^{p-1} dx; \quad \mathbf{M} \mathbf{X} = \mathbf{K}' \mathbf{K}'' \int_0^h x^{mn+n-1} \frac{(h-x)^p}{p} dx. \end{aligned}$$

Mais l'intégration par parties nous donne :

$$\int_0^h x^{\alpha+1} (h-x)^\beta dx = \frac{\alpha+1}{\beta+1} \int_0^h x^\alpha (h-x)^{\beta+1} dx.$$

On en déduit :

$$\frac{n\mathbf{Y}}{p\mathbf{X}} = \frac{mn+n}{p},$$

d'où :

$$\frac{\mathbf{X}}{1} = \frac{\mathbf{Y}}{m+1}.$$

On voit que la répartition de l'énergie ne dépend pas des nombres n et p , mais c'est là le seul cas où cette indépendance ait lieu.

Considérons le cas de $n = 1$, $p = 2$; de sorte que nous aurons trois résonnateurs dont les énergies seront respectivement η , ξ_1 et ξ_2 ; et on aura :

$$\mathbf{M} = \int w d\eta d\xi_1, \quad \mathbf{X} \mathbf{M} = \int \xi_1 w d\eta d\xi_1, \quad \mathbf{Y} \mathbf{M} = \int \eta w d\eta d\xi_1,$$

où w dépend seulement de η , où l'état du système est représenté par le point du plan dont les coordonnées sont η et ξ_1 , et où les intégrations sont étendues au triangle :

$$\eta > 0, \quad \xi_1 > 0, \quad \eta + \xi_1 < h.$$

Si alors w est considéré comme représentant la densité de la matière, M représentera la masse du triangle, X et Y son centre de gravité. Ce centre de gravité sera sur la médiane correspondant au côté qui est sur l'axe des ξ_1 , puisque la densité est constante le long des droites parallèles à cet axe ; on a donc :

$$2X + Y = h.$$

Quand on fera varier h , ce centre de gravité XY décrira une certaine courbe C , et l'équation de cette courbe nous donnera la relation cherchée entre X et Y .

Pour passer au cas de $n = 1$, $p = 1$, nous n'avons qu'à faire :

$$M = \int w d\eta, \quad XM = \int \xi_1 w d\eta = \int (h - \eta) w d\eta, \quad YM = \int \eta w d\eta,$$

en étendant les intégrations à la droite :

$$\xi_1 + \eta = h,$$

qui sert de base à notre triangle ; le point XY représente alors le centre de gravité de cette base. Si nous voulons que la loi de partition de l'énergie soit la même pour $n = 1$, $p = 1$, que pour $n = 1$, $p = 2$, il faut que le lieu de ce nouveau centre de gravité, quand on fait varier h , soit encore la courbe C .

Je dis que cela n'est possible que si la courbe C est une droite passant par l'origine ; si, en effet, ce n'était pas une droite, c'est-à-dire si le rapport $\frac{Y}{X}$ n'était pas une constante, nous pourrions prendre h assez petit pour que, de O jusqu'à h , cette courbe ne présente pas de point d'inflexion et soit par conséquent convexe. Décomposons le triangle en trapèzes infiniment étroits en menant des parallèles à la base $\xi_1 + \eta = h$; chacun de ces trapèzes aura son centre de gravité sur C ; le centre de gravité total du triangle ne changera pas si on concentre la masse de chacun de ces trapèzes en son centre de gravité : c'est donc le centre de gravité de la courbe C en attribuant à cette courbe une densité partout positive. Or, le centre de gravité d'une courbe convexe ne peut se trouver sur cette courbe ; donc le centre de gravité du triangle ne pourrait se trouver sur C , ce qui est contraire à l'hypothèse.

La courbe C est donc une droite :

$$\frac{Y}{X} = m + 1,$$

d'où :

$$\frac{\int_0^h \tau_i w d\tau_i}{\int_0^h (h - \tau_i) w d\tau_i} = m + 1.$$

Le rapport des deux intégrales étant indépendant de h , nous obtiendrons encore le même rapport en différentiant le numérateur et le dénominateur par rapport à h ; mais

$$\frac{d}{dh} \int_0^h \tau_i w d\tau_i = h w, \quad \frac{d}{dh} \int_0^h (h - \tau_i) w d\tau_i = \int_0^h w d\tau_i,$$

d'où successivement :

$$\frac{h w}{\int_0^h w d\tau_i} = m + 1, \quad \int_0^h w d\tau_i = h^{m+1}, \quad w = \tau_i^m.$$

C. Q. F. D.

Ce n'est donc que dans des cas très exceptionnels que la loi de partition de l'énergie est indépendante des entiers n et p ; il semble d'abord qu'il en résulte qu'aucun équilibre thermique ne soit possible et que cela soit en contradiction avec le second principe de la thermodynamique, mais il faut se rappeler que les nombres n et p sont toujours très grands. Il convient donc de se poser la question autrement : *la loi de partition de l'énergie est-elle indépendante du rapport $\frac{n}{p}$ quand les entiers n et p sont très grands?*

Si cette indépendance n'avait pas lieu, l'équilibre thermodynamique serait impossible; tous les théorèmes de Boltzmann, qui *postulent* la possibilité de cet équilibre seraient en défaut; la notion même d'entropie n'aurait plus aucun sens. Tant donc que cette indépendance n'est pas établie, il peut rester des doutes sur les raisonnements de M. Planck, qui reposent sur l'existence de l'entropie et les théorèmes de Boltzmann. Cela suffirait pour justifier le travail que j'ai entrepris ici.

§ 5. — CAS DES GRANDS NOMBRES.

Reprenons, dans le cas général (c'est-à-dire pour w quelconque), les équations (9) à (10) en classant dans une même classe, comme plus haut, les résonateurs de même période ; nous pourrons écrire :

$$M' = \varphi_n(h'), \quad M'' = K'' h'' p^{-1}, \quad Y' = \frac{h'}{n}, \quad X'' = \frac{h''}{p};$$

et il viendra :

$$(11) \quad M = K'' \int_0^h \varphi_n(x) (h-x)^{p-1} dx;$$

$$(12) \quad MY = \frac{K''}{n} \int_0^h x \varphi_n(x) (h-x)^{p-1} dx; \quad MX = \frac{K''}{p} \int_0^h \varphi_n(x) (h-x)^p dx.$$

Supposons que pour n très grand, $\varphi_n(x)$ puisse se mettre sous la forme suivante :

$$(13) \quad \varphi_n(x) = HNF^n \left(\frac{x}{n} \right) \theta \left(\frac{x}{n} \right),$$

F et θ sont deux fonctions de $\frac{x}{n}$, la première élevée à la puissance n ; N est un coefficient numérique ne dépendant que de n , H est une expression qui tend vers 1 quand n tend vers l'infini ; nous poserons $p = kn$, et nous supposerons que n et p sont très grands, mais que leur rapport k est fini.

Posons encore :

$$\frac{x}{n} = \omega, \quad \frac{h}{n} = \beta, \quad \Phi = F(\omega) (\beta - \omega)^k,$$

il viendra :

$$M = n^p K'' N \int_0^\beta H \theta(\omega) \Phi^n(\omega) \frac{d\omega}{\beta - \omega};$$

$$MY = n^p K'' N \int_0^\beta \omega H \theta(\omega) \Phi^n(\omega) \frac{d\omega}{\beta - \omega}; \quad MX = \frac{n^p K'' N}{k} \int_0^\beta H \theta(\omega) \Phi^n(\omega) d\omega.$$

Sous le signe \int figure une fonction Φ élevée à une puissance très grande ; l'élément de cette intégrale, qui correspond au maximum de

Φ , aura donc une influence très prépondérante. Le rapport des intégrales :

$$\frac{MY}{M}, \quad \frac{MX}{M},$$

pourra donc se calculer en tenant compte seulement de cet élément; on aura donc :

$$Y = \omega, \quad X = \frac{\beta - \omega}{k},$$

ω étant la valeur qui rend maximum Φ ; or cette valeur sera donnée par l'équation :

$$\frac{F'(\omega)}{F(\omega)} - \frac{k}{\beta - \omega} = 0,$$

ou bien :

$$14 \quad X = \frac{F(Y)}{F'(Y)}.$$

C'est là la loi de partition de l'énergie, c'est-à-dire la relation cherchée entre X et Y. On voit qu'elle est indépendante du rapport $\frac{n}{p}$.

Soit d'abord $w = \eta^m$, d'où :

$$F = \left(\frac{x}{n}\right)^{m-1} \cdot \theta = \left(\frac{x}{n}\right)^4 \cdot \varphi_n = Kx^{mn+n-1}, \quad H = 1, \quad N = K\eta^{mn+n-1}; \quad \frac{F(Y)}{F'(Y)} = \frac{m+1}{Y},$$

et enfin :

$$X = \frac{Y}{m+1}.$$

Soit maintenant $w = e^{\gamma x}$; il viendra :

$$\varphi_n x dx = \int e^{\gamma x} d\tau,$$

l'intégrale étant étendue au domaine :

$$\eta_i > 0, \quad x < \Sigma \eta_i < x + dx;$$

on en déduit :

$$\varphi_n x dx = e^{\gamma x} \int d\tau = \frac{e^{\gamma x} x^{n-1} dx}{n-1!};$$

d'où, en faisant $h = x = n\omega$:

$$F(\omega) = e^{\gamma \omega}, \quad \theta = \frac{1}{\omega}, \quad H = 1, \quad N = \frac{n^{n-1}}{(n-1)!}, \quad \frac{F(Y)}{F'(Y)} = \gamma + \frac{1}{\omega},$$

d'où enfin :

$$X = \frac{Y}{\gamma Y + 1}.$$

§ 6. — LA LOI DE PLANCK.

Dans l'hypothèse de M. Planck, l'énergie d'un résonnateur ne peut être égale qu'à un multiple de ϵ , ϵ étant un quantum; la probabilité est donc discontinue; la fonction $w(\eta)$ est nulle toutes les fois que η n'est pas multiple de ϵ ; si η devient multiple de ϵ , la fonction w devient au contraire infinie et cela de telle façon que l'intégrale

$$\int_{\tau_0}^{\tau_1} w d\tau$$

soit égale au nombre des multiples de ϵ compris entre τ_0 et τ_1 ; voyons quelles sont les conséquences de cette hypothèse et voyons en particulier ce que devient la fonction $\varphi_n(x)$; on a par définition :

$$\varphi_n(x) dx = \int w_{\tau_1} w_{\tau_2} \dots w_{\tau_n} d\tau,$$

l'intégration devant être étendue au domaine :

$$\tau_i \geq 0, \quad x \leq \Sigma \tau_i \leq x + dx.$$

Dans le cas qui nous occupe, notre intégrale doit être remplacée par une somme finie, puisque la fonction sous le signe \int est discontinue, elle sera égale au nombre des points situés à l'intérieur du domaine et dont les n coordonnées τ_i sont des multiples de ϵ (les limites du domaine sont supposées contenues dans le domaine).

Considérons l'intégrale $\int \varphi_n(x) dx$ étendue à un petit intervalle : de deux choses l'une, ou bien cet intervalle contiendra un multiple $\gamma\epsilon$ de ϵ , ou il n'en contiendra aucun; dans le second cas, l'intégrale sera nulle; dans le premier, elle sera égale au nombre de partitions de l'entier γ en une somme de n entiers, positifs ou nuls. Ce nombre de partitions est donné par la formule :

$$\frac{\gamma + n - 1!}{\gamma! n - 1!}.$$

Dans les formules (11) et (12), les intégrales doivent être remplacées par des sommes, et on aura par exemple :

$$M = K^r \sum \frac{\gamma + n - 1!}{\gamma! (n - 1)!} h - \gamma^\varepsilon)^{p-1},$$

la sommation étant étendue à tous les entiers γ tels que γ^ε soit plus petit que h . Les formules qui donnent MY et MX se déduiraient de la précédente en multipliant sous le signe \int par :

$$\frac{\gamma^\varepsilon}{n} \quad \frac{h - \gamma^\varepsilon}{p}.$$

Nous allons maintenant remplacer les factorielles par leurs valeurs approchées :

$$\begin{aligned} (\gamma + n)! &= (\gamma + n)^{\gamma+n} e^{-\gamma-n} \sqrt{2\pi(\gamma + n)}; \\ \gamma! &= \gamma^\gamma e^{-\gamma} \sqrt{2\pi\gamma}; \quad n! = n^n e^{-n} \sqrt{2\pi n}, \end{aligned}$$

d'où :

$$\frac{(\gamma + n - 1)!}{\gamma! (n - 1)!} = \frac{\gamma + n!}{\gamma! n!} \frac{n}{\gamma + n} = \left(1 + \frac{n}{\gamma}\right)^\gamma \left(1 + \frac{\gamma}{n}\right)^n \sqrt{\frac{\gamma + n}{2\pi\gamma n}} \frac{n}{\gamma + n}.$$

Nous avons d'ailleurs :

$$x = n^\omega = \gamma^\varepsilon,$$

d'où :

$$\frac{(\gamma + n - 1)!}{\gamma! (n - 1)!} = \left(1 + \frac{\varepsilon}{\omega}\right)^\gamma \left(1 + \frac{\omega}{\varepsilon}\right)^n \frac{1}{\sqrt{2\pi n}} \sqrt{\frac{\omega + \varepsilon}{\omega}} \frac{\varepsilon}{\omega + \varepsilon}.$$

Cela nous montre que l'on peut prendre :

$$F(\omega) = \left(1 + \frac{\varepsilon}{\omega}\right)^{\frac{\omega}{\varepsilon}} \left(1 + \frac{\omega}{\varepsilon}\right), \quad N = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}}, \quad \theta(\omega) = \sqrt{\frac{\omega + \varepsilon}{\omega}} \frac{\varepsilon}{\omega + \varepsilon},$$

et le second membre se réduira comme il convient à $F^n \theta N$. Nos raisonnements s'appliqueront à nos sommes comme ils s'appliquaient à nos intégrales, les seuls éléments de la somme qui donneront un effet sensible sont ceux qui correspondent au maximum de F , et nous retomberons sur la formule (14). Or on trouve aisément :

$$\frac{F' Y}{F Y} = \frac{1}{\varepsilon} \log \left(1 + \frac{\varepsilon}{Y}\right),$$

d'où :

$$\frac{\varepsilon}{X} = \log\left(1 + \frac{\varepsilon}{Y}\right), \quad Y = \frac{\varepsilon}{e^{\frac{\varepsilon}{X}} - 1},$$

ce qui est bien la loi de Planck.

§ 7. — DEUXIÈME MÉTHODE

Cela ne nous donne toutefois pas entière satisfaction ; nous ne savons pas encore, en effet : 1° si la loi de partition sera indépendante du rapport $\frac{n}{p}$, quelle que soit la fonction w ; 2° si l'hypothèse du paragraphe précédent est la seule qui conduise à la loi de Planck. Pour répondre à ces deux questions, je vais employer un autre mode de calcul, fondé sur l'emploi de l'intégrale de Fourier. Posons :

$$15) \quad \Phi(\alpha) = \int_0^{\infty} w(\eta) e^{-\alpha\eta} d\eta.$$

Si la fonction $w(\eta)$ reste finie pour $\eta = \infty$, ou devient infinie à la façon d'un polynôme entier en η , et si α a sa partie réelle positive, l'intégrale du second membre est finie. Si la formule restait vraie quand la partie réelle de α est nulle, nous pourrions écrire :

$$\Phi(i\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\eta) e^{-i\beta\eta} d\eta,$$

$\psi(\eta)$ étant une fonction qui est égale à w pour $\eta > 0$ et à 0 pour $\eta < 0$, et nous aurions ainsi l'intégrale de Fourier sous sa forme ordinaire et nous en déduirions :

$$w(\eta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(i\beta) e^{i\beta\eta} d\beta.$$

Mais cela n'est possible que si la fonction $w(\eta)$ tend vers 0 pour $\eta = \infty$, dans le cas contraire, la formule de Fourier n'est pas établie. Elle reste vraie néanmoins, *mutatis mutandis* ; donnons, en effet, à α une valeur complexe $\gamma + i\beta$ où la partie réelle γ soit positive, nous aurons alors :

$$\Phi(\gamma + i\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi(\eta) e^{\gamma\eta} e^{-i\beta\eta} d\eta.$$

Cette fois la quantité $\psi(\eta) e^{-\eta x}$ tend vers 0 pour $\eta = \infty$, la formule de Fourier peut donc s'appliquer sans difficulté, ce qui donne :

$$w(\eta) e^{-\eta x} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\gamma + i\beta) e^{i\beta x} d\beta.$$

La partie réelle γ est regardée comme une constante, et β prend toutes les valeurs de $-\infty$ à $+\infty$, donc le point α décrit une droite perpendiculaire à l'axe des quantités réelles ; on a d'ailleurs :

$$d\alpha = i d\beta,$$

d'où enfin :

$$(16) \quad w(\eta) = \frac{1}{2i\pi} \int \Phi(\alpha) e^{\alpha x} d\alpha.$$

La formule (15) nous donne en l'élevant à la puissance n :

$$\Phi^n(x) = \int w(\eta_1) w(\eta_2) \dots w(\eta_n) e^{-x \sum \eta_i} d\eta,$$

en intégrant par rapport aux n variables depuis 0 jusqu'à l'infini ; étendons d'abord l'intégration au domaine :

$$\eta_i > 0, \quad x < \sum \eta_i < x + dx,$$

nous trouverons :

$$\varphi_n(x) e^{-\alpha x} dx;$$

il reste à intégrer pour toutes les valeurs de x depuis 0 jusqu'à l'infini, ce qui donne :

$$15 \text{ bis} \quad \Phi^n(x) = \int_0^\infty \varphi_n(x) e^{-\alpha x} dx,$$

et en la traitant comme la formule (15), nous en déduisons :

$$16 \text{ bis} \quad \varphi_n(x) = \frac{1}{2i\pi} \int \Phi^n(\alpha) e^{\alpha x} d\alpha.$$

L'intégrale (16 bis), comme l'intégrale 16, doit être prise le long d'une droite perpendiculaire à l'axe des quantités réelles ; mais ce chemin d'intégration peut être déformé, pourvu que la partie réelle de α reste toujours positive et que sa partie imaginaire varie de $-\infty$ à $+\infty$, et, en effet, la fonction $\Phi(\alpha)$ est holomorphe dans tout le demi-plan où la partie réelle de α est positive.

Si nous substituons à $\varphi_n(x)$ sa valeur (16 bis) dans les équations (11) et (12), il viendra :

$$(11 \text{ bis}) \quad M = \frac{K''}{2i\pi} \int \int \Phi^n(x) e^{\alpha x} (h - x)^{p-1} dx d\alpha,$$

$$(12 \text{ bis}) \quad \begin{cases} MY = \frac{K''}{2ni\pi} \int \int x \Phi^n(x) e^{\alpha x} (h - x)^{p-1} dx d\alpha; \\ MX = \frac{K''}{2pi\pi} \int \int \Phi^n(x) e^{\alpha x} (h - x)^p dx d\alpha, \end{cases}$$

et en posant encore :

$$x = n\omega, \quad h = n\beta, \quad p = kn,$$

nous obtiendrons :

$$M = \frac{n^p K''}{2i\pi} \iint \Theta^n \frac{d\alpha d\omega}{\beta - \omega},$$

$$MY = \frac{n^p K''}{2i\pi} \iint \Theta^n \frac{\omega d\alpha d\omega}{\beta - \omega}; \quad MX = \frac{n^p K''}{2i\pi} \iint \Theta^n \frac{\beta - \omega}{k} \frac{d\alpha d\omega}{\beta - \omega},$$

en posant :

$$\Theta = \Phi(x) e^{\alpha \omega} (\beta - \omega)^k.$$

L'intégration est prise depuis 0 jusqu'à β par rapport à ω et par rapport à α tout le long d'une droite perpendiculaire à l'axe des quantités réelles.

Les seuls éléments des intégrales qu'il y ait à prendre en considération sont ceux qui rendent maximum la fonction Θ , qui est élevée à une très grande puissance, pourvu toutefois que le chemin d'intégration passe par cet élément; mais, comme nous l'avons remarqué plus haut, nous pouvons déformer ce chemin, et nous le ferons de façon que cette condition soit remplie. On aura donc :

$$Y = \omega, \quad X = \frac{\beta - \omega}{k},$$

ω étant la valeur qui correspond à ce maximum. Pour exprimer que la fonction Θ passe par un maximum, nous exprimerons que ses dérivées logarithmiques partielles par rapport à α et à ω sont nulles, ce qui donne :

$$\frac{\Phi'(x)}{\Phi(x)} + \omega = \alpha - \frac{k}{\beta - \omega} = 0.$$

On a donc :

$$17 \quad \frac{\Phi'(\alpha)}{\Phi(\alpha)} = -Y; \quad X = \frac{1}{\alpha}.$$

En éliminant α entre ces deux équations, on aura la relation cherchée entre X et Y . On voit que, quel que soit w , la loi de partition ne dépend pas du rapport des deux entiers n et p , pourvu que ces deux entiers soient très grands.

Pour $w = \eta^m$, on a :

$$\Phi = \frac{k}{\alpha^{m+1}}, \quad Y = (m+1) X.$$

Pour $w = e^{\gamma\alpha}$, on a :

$$\Phi = \frac{1}{\alpha - \gamma}, \quad Y = \frac{X}{1 - \gamma X}.$$

On remarquera que dans ce dernier cas l'intégrale (15) n'est finie et par conséquent la fonction Φ définie que quand la partie réelle de α est plus grande que γ .

Passons à l'hypothèse de Planck ; dans ce cas l'intégrale (15) doit être remplacée par une somme ; on ne doit conserver que les valeurs de η qui sont multiples de ϵ , soit $\eta = m\epsilon$; l'intégrale $\int w d\eta$, généralement nulle, est égale à 1 si on l'étend à un petit intervalle comprenant une de ces valeurs exceptionnelles ; la formule 15 devient donc :

$$\Phi = \sum e^{-m\alpha\epsilon} = 1 + e^{-\alpha\epsilon} + e^{-2\alpha\epsilon} + \dots,$$

c'est-à-dire :

$$\Phi = \frac{1}{1 - e^{-\alpha\epsilon}};$$

ou en déduit par la formule (17) :

$$Y = \frac{\epsilon}{e^{\alpha\epsilon} - 1}.$$

C'est la formule de Planck.

§ 8. — NÉCESSITÉ DE L'HYPOTHÈSE DE PLANCK.

Nous pouvons maintenant répondre à la question que nous nous étions posée au début.

Lorsque la loi qui lie Y à X est déterminée, la dérivée logarithmique $\frac{\Phi'}{\Phi}$ l'est également ; il en est donc de même de la fonction Φ à un facteur constant près et par conséquent [par la formule (16) de w . *L'hypothèse des quanta est donc la seule qui conduise à la loi de Planck.*

Mais une loi expérimentale n'est jamais qu'approximative ; ne pourrait-on imaginer des lois dont les différences avec celle de Planck seraient inférieures aux erreurs d'observation et qui conduiraient à une fonction w continue ? Si la fonction w est continue, je dis que Φ est nul pour $\alpha = \infty$, c'est-à-dire à basse température. En effet, w qui représente une probabilité est essentiellement positive, il en résulte que l'intégrale (15) décroît quand α croît, puisque tous ses éléments décroissent. Soit $\alpha = \alpha_0 + \alpha'$ et τ_0 une valeur quelconque, il viendra :

$$\Phi = \int_0^{\tau_0} w e^{-\alpha \tau} d\tau + \int_{\tau_0}^{\infty} w e^{-\alpha \tau} d\tau.$$

La première intégrale est plus petite que $\int_0^{\tau_0} w d\tau$, la seconde est plus petite que :

$$e^{-\alpha' \tau_0} \int_{\tau_0}^{\infty} w e^{-\alpha_0 \tau} d\tau < e^{-\alpha' \tau_0} \Phi(\alpha_0),$$

d'où :

$$\Phi \alpha < \int_0^{\tau_0} w d\tau + e^{-\alpha' \tau_0} \Phi(\alpha_0),$$

et comme α' tend vers l'infini en même temps que α , on aura :

$$\Phi(\infty) < \int_0^{\tau_0} w d\tau.$$

$\Phi(\infty)$ est la limite vers laquelle tend la fonction décroissante $\Phi \alpha$ quand α tend vers l'infini ; si donc Φ n'est pas nul, c'est que l'intégrale

du second membre de notre inégalité ne tend pas vers zéro avec η_0 . Cela n'est pas possible si la fonction w est continue ou même finie; il faudrait au contraire que cette fonction présentât, pour $\eta = 0$, précisément le même genre de discontinuité que dans l'hypothèse de Planck.

Si $\Phi(\infty) = 0$, cela veut dire que l'intégrale :

$$\int_{\alpha}^{\infty} \frac{\Phi'(\alpha)}{\Phi(\alpha)} d\alpha$$

est infinie; la fonction sous le signe \int peut devenir nulle pour $\alpha = \infty$, mais au plus comme $\frac{1}{\alpha}$; si elle devenait nulle comme $\frac{1}{\alpha^k}$, où $k > 1$, l'intégrale serait finie. Pour aller plus loin, rappelons quelques-uns des principes de la théorie du rayonnement. D'après la loi de Wien, l'énergie du rayonnement noir, entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$, est représentée par la formule :

$$u_{\lambda} d\lambda = \frac{d\lambda}{\lambda^3} F(\lambda T),$$

où T est la température absolue. D'autre part, si nous désignons par ν la fréquence et par $u_{\nu} d\nu$ l'énergie de rayonnement comprise entre les fréquences ν et $\nu + d\nu$, M. Planck a démontré (Acad. de Berlin, *Sitzungsber.*, 1899, p. 461; *Physik. Zeitschrift*, 1900-1901) que l'on a :

$$18 \quad u_{\nu} d\nu = u_{\lambda} d\lambda = K\nu^2 Y d\nu,$$

où K est un coefficient numérique et où Y représente comme plus haut l'énergie moyenne des résonateurs de longueur d'onde λ . On en déduit :

$$Y \frac{u_{\nu}}{K\nu^2} - \frac{u_{\nu}}{K\nu^2} \frac{d\lambda}{d\nu} = K' u_{\lambda} \cdot \lambda^4 \frac{KF(\lambda T)}{\lambda}.$$

Or T n'est autre chose que X , en supposant les unités convenablement choisies et $X = \frac{1}{\alpha}$. On a donc, d'après 17 :

$$Y d\alpha = - d \log \Phi \alpha, \quad Y dX = X^2 d \log \Phi,$$

ou

$$K' \frac{F(\lambda X) dX}{\lambda X^2} = d \log \Phi.$$

Dans cette relation, on suppose que λ est une constante ; elle nous montre que le premier membre ne change pas quand on change X en μX et λ en $\frac{\lambda}{\mu}$, μ étant une constante quelconque : donc Φ est fonction de λX , et on a en regardant maintenant λ et X comme variables :

$$K' \frac{F(\lambda X) (\lambda dX + X d\lambda)}{\lambda^2 X^2} = d \log \Phi,$$

ou si X est regardé comme constant :

$$K' \frac{F(\lambda X) d\lambda}{\lambda^2 X} = d \log \Phi,$$

ou enfin :

$$u_\lambda d\lambda = \frac{K'}{X} \frac{d \log \Phi}{\lambda^3}.$$

Le rayonnement total est alors :

$$\int_0^\infty u_\lambda d\lambda = \frac{X}{K'} \int \frac{d \log \Phi}{\lambda^3}.$$

Si la fonction w était continue, Φ s'annulerait et $\log \Phi$ deviendrait infini pour $\alpha - \infty$, c'est-à-dire pour $\lambda X = 0$; la fonction sous le signe \int devient donc infinie pour $\lambda = 0$, et cela de telle façon que $\int d \log \Phi$ ou *a fortiori* que

$$\int \frac{d \log \Phi}{\lambda^3}$$

devienne infinie.

Donc, quelle que soit la loi du rayonnement, si l'on suppose que le rayonnement total est fini, on sera conduit à une fonction w présentant des discontinuités analogues à celles que donne l'hypothèse des quanta.

Cela suppose toutefois l'exactitude de la formule (18), et sur ce point des doutes restent permis, puisque M. Planck n'a pu l'établir

qu'en s'appuyant sur les principes de l'Électrodynamique classique, que sa théorie a précisément pour objet de remplacer.

§ 9. — LA DEUXIÈME THÉORIE DE M. PLANCK.

On sait que M. Planck a proposé une seconde théorie un peu différente de la première. Dans sa première théorie les résonnateurs ne peuvent émettre ni absorber d'énergie que par bonds; dans la seconde, ils ne peuvent en émettre que par bonds, mais ils peuvent en absorber d'une manière continue. Dans cette théorie nouvelle, M. Planck pose :

$$Y = \frac{\varepsilon}{2} \frac{e^{\frac{\varepsilon}{2}} + 1}{e^{\frac{\varepsilon}{2}} - 1},$$

d'où :

$$\frac{\Phi'(x)}{\Phi(x)} = -\frac{\varepsilon}{2} \frac{e^{\alpha\varepsilon} + 1}{e^{\alpha\varepsilon} - 1} = -\frac{\varepsilon}{2} + \frac{\varepsilon}{e^{\alpha\varepsilon} - 1},$$

et :

$$\Phi(x) = \frac{e^{-\frac{\alpha\varepsilon}{2}}}{1 - e^{-\alpha\varepsilon}} = e^{-\frac{\alpha\varepsilon}{2}} + e^{-\frac{3\alpha\varepsilon}{2}} + e^{-\frac{5\alpha\varepsilon}{2}} + \dots$$

En se reportant à la formule 15), on voit que cela veut dire que w est nul, sauf pour des valeurs exceptionnelles pour lesquelles il est infini et que ces valeurs exceptionnelles sont les multiples impairs de $\frac{\varepsilon}{2}$. Ce n'est pas là l'hypothèse d'où M. Planck était parti; si en effet, l'énergie d'un résonnateur devait toujours être un multiple impair de $\frac{\varepsilon}{2}$, il serait impossible que ce résonnateur absorbât de l'énergie d'une manière continue.

Il serait curieux de rechercher comment deux raisonnements en apparence identiques ont pu conduire dans un cas à un résultat exact, dans un autre à un résultat inexact. J'observerai seulement que dans son raisonnement M. Planck ne fait pas intervenir les échanges d'énergie par choc, mais seulement par émission et absorption.

§ 10. — JUSTIFICATION DES HYPOTHÈSES RESTRICTIVES.

Nous avons, pour simplifier et surtout pour fixer les idées, fait un certain nombre d'hypothèses assez particulières et un peu restrictives; on peut se demander si elles jouent un rôle essentiel, auquel cas leur caractère artificiel pourrait éveiller de la méfiance. Nous avons d'abord supposé que, dans le cas simple de deux résonateurs, le dernier multiplicateur $W(\xi, \eta)$ ne dépendait pas de ξ ; nous avons vu ensuite que, sans faire aucune hypothèse restrictive, on devrait avoir dans tous les cas :

$$W(\xi, \eta) = w(\eta) w_1(\xi);$$

posons alors par une formule analogue à (15) :

$$(15 \text{ ter}) \quad \Phi_1(\alpha_1) = \int_0^\infty w_1(\xi) e^{-\alpha_1 \xi} d\xi.$$

Nous aurons alors

(en posant $\Sigma\xi = y$, $\Sigma\eta = x$, $x + y = \Sigma\xi + \Sigma\eta = h$) :

$$M = \int \Phi^n(\alpha) \Phi_1^p(\alpha_1) e^{\alpha x e^{\alpha_1(h-x)}} dx d\alpha d\alpha_1.$$

Nous poserons alors :

$$x = n\omega, \quad h - x = p\omega_1, \quad \omega = \frac{h}{n} - k\omega_1,$$

et nous aurons à un même facteur constant près :

$$M = \int \Phi^n(\alpha) \Phi_1^p(\alpha_1) e^{n\alpha\omega e^{p\alpha_1\omega_1}} d\omega d\alpha d\alpha_1;$$

$$MY = \int \omega \Phi^n \Phi_1^p e^{n\alpha\omega e^{p\alpha_1\omega_1}} d\omega d\alpha d\alpha_1; \quad MX = \int \omega_1 \Phi^n \Phi_1^p e^{n\alpha\omega e^{p\alpha_1\omega_1}} d\omega d\alpha d\alpha_1.$$

Nous verrions alors que l'on a :

$$Y = \omega, \quad X = \omega_1 = \frac{h}{p} - \frac{\omega}{k},$$

en donnant à ω , α et α_1 les valeurs qui rendent maximum l'expression :

$$\Phi(\alpha) \Phi_1^k(\alpha_1) e^{\alpha\omega e^{k\alpha_1\omega_1}}.$$

En égalant à zéro les dérivées logarithmiques de cette expression

par rapport à α , α_1 et à ω (ω_1 étant supposée remplacée par sa valeur en fonction de ω), il vient :

$$\frac{\Phi' \alpha}{\Phi \alpha} + \omega = \frac{\Phi'_1(\alpha_1)}{\Phi_1 \alpha_1} + \omega_1 = \alpha - \alpha_1 = 0,$$

d'où enfin les formules :

$$(17 \text{ bis}) \quad \frac{\Phi'(\alpha)}{\Phi \alpha} = -Y; \quad \frac{\Phi'_1(\alpha)}{\Phi_1(\alpha)} = -X,$$

qui peuvent remplacer les formules (17). D'où la loi suivante pour la partition de l'énergie.

A chacun des résonnateurs est attachée une certaine fonction $\Phi(\alpha)$, et son énergie moyenne à une température donnée est représentée par $-\frac{\Phi'(\alpha)}{\Phi \alpha}$, α étant une fonction de la température, qui est la même pour tous les résonnateurs; or l'expérience nous apprend qu'il y a des corps dont l'énergie est proportionnelle (nous dirons égale en choisissant convenablement les unités) à la température absolue; et que cela arrive en particulier pour les résonnateurs à très longue période.

Dans les formules (17 bis), X et Y sont exprimés en fonction d'une variable auxiliaire α .

Supposons que nous connaissions par l'expérience la relation entre X et Y; nous pourrions choisir arbitrairement l'une des fonctions Φ ou Φ_1 , c'est-à-dire l'une des relations (17 bis); l'autre s'en déduirait. Il est clair que ce choix pourrait toujours être fait de telle sorte que les intégrales :

$$\int X d\alpha, \quad \int Y d\alpha,$$

soient infinies, c'est-à-dire de telle façon que w et w_1 soient des fonctions continues; mais ce serait renoncer à l'hypothèse $w_1 = 1$. Qu'en résulterait-il ?

Les chocs entre les atomes (résonnateurs à longue période) seraient alors régis, au point de vue de la Mécanique statique, par l'intégrale :

$$\int w_1 \xi_1 w_1 \xi_2 \dots w_1 \xi_p d\tau,$$

qui jouerait le rôle de l'intégrale M dans l'analyse précédente. On retrouverait pour ces atomes la loi d'équipartition; mais on devrait

renoncer à la loi de Maxwell pour la distribution des vitesses; les chocs entre atomes ne pourraient plus se faire d'après les lois ordinaires de la Mécanique, et en particulier *d'après la loi de la conservation des quantités de mouvement*. Ces conséquences ne semblent guère admissibles et il paraît préférable de supposer $w_1 = 1$.

Les formules (17), appliquées à deux résonnateurs à courte période montrent que la loi de partition ne sera pas altérée, si des chocs se produisent non pas entre un résonnateur à longue et un autre à courte période, mais entre deux résonnateurs de périodes différentes, mais courtes.

Au lieu des résonnateurs simples de M. Planck, nous pourrions aussi avoir des systèmes plus compliqués; alors W , en supposant deux systèmes, pourra dépendre non seulement des énergies ξ et η , mais d'autres variables ξ', ξ'', \dots , relatives au premier système, et d'autres encore η', η'', \dots , relatives au second système. On devra avoir d'ailleurs pour les raisons exposées plus haut :

$$W = w(\eta, \eta', \eta'', \dots) w_1(\xi, \xi', \xi'', \dots).$$

L'ensemble des systèmes satisfait à l'intégrale des forces vives :

$$\Sigma \xi + \Sigma \eta = h.$$

Je n'en suppose pas d'autre; j'envisage alors l'intégrale :

$$u(\eta) = \int w(\eta, \eta', \eta'', \dots) d\eta' d\eta'' \dots$$

étendue à toutes les valeurs que peuvent prendre les variables η', η'', \dots ; alors $u(\eta)$ et la fonction analogue $u_1(\xi)$ formée avec w_1 joueront le même rôle que nous avons donné à $w(\eta)$ et $w_1(\xi)$, nous pourrions poser s'il y a $n + p$ systèmes) :

$$U = u(\eta_1) u(\eta_2) \dots u(\eta_n) u_1(\xi_1) u_1(\xi_2) \dots u_1(\xi_p); \quad M = \int U d\tau d\tau;$$

$$MY = \int \eta_1 U d\tau d\tau; \quad MX = \int \xi_1 U d\tau d\tau,$$

et notre analyse pourra se poursuivre jusqu'au bout sans changement

Après avoir formé le dernier multiplicateur, il conviendrait de chercher des équations différentielles qui admettent ce dernier multiplicateur, ou de voir quelles sont les équations à sauts brusques qui pourraient jouer le rôle de ces équations différentielles quand le

dernier multiplicateur w n'est pas continu. C'est là un problème qui ne serait sans doute pas sans difficulté. Je ne m'en occuperai pas pour le moment.

Rappelons en terminant que les échanges d'énergie peuvent se faire de deux manières : par le jeu du principe de Döppler-Fizeau et par les chocs. Dans cet article, nous n'avons étudié que la seconde manière. Je reviendrai sur la première dans un autre article ; mais je dois faire observer que, si l'on admet la possibilité des chocs, les deux manières doivent conduire à la même loi de partition, sans quoi le second principe de la thermodynamique serait en défaut. C'est ce qui m'a permis de me borner à l'étude d'un seul mode d'échange.

PHOTOMÉTRIE DES SOURCES COLORÉES ;

Par M. J. THOVERT.

La comparaison des sources d'éclairage avec un photomètre à plages fait intervenir, quand les sources sont de coloration différente, un élément subjectif qui limite l'efficacité du résultat. Dans ce mode d'observation, on égalise les sensations de clarté données par deux couleurs différentes, on met en jeu ce qu'on peut appeler la *sensibilité photométrique*, et le résultat obtenu ne juge que la clarté donnée par les sources sur une surface blanche ; mais nous ne savons comment interpréter ce résultat pour l'utilisation la plus générale de l'éclairage, la vision des objets éclairés.

Dans un article précédent ⁽¹⁾ j'ai décrit, avec des dispositifs spectrophotométriques nouveaux, un instrument particulièrement agencé pour ces mesures dans les laboratoires techniques, et j'ai indiqué comment, à partir des intensités relatives i_λ des différentes radiations, on pouvait calculer une intensité efficace dont la signification serait précisée quant à l'application. Il faut adopter pour cela une loi d'utilisation relative ϵ_λ pour chaque radiation de l'étalon choisi et calculer le résultat par la formule :

$$I_e = \frac{\int i_\lambda \epsilon_\lambda d\lambda}{\int \epsilon_\lambda d\lambda}.$$

(1) Voir *J. de Phys.*, 4^e série, t VIII, p. 834 ; 1909

Cette intensité mesure efficacement la valeur de la source dans les applications qui mettent en jeu la sensibilité choisie pour évaluer l'utilisation ϵ_λ . En vue d'obtenir l'évaluation correspondante à l'application la plus générale de l'éclairage, on doit s'adresser à la sensibilité relative à la vision des formes, la *sensibilité visuelle*, suivant l'expression de M. A. Charpentier.

Pour essayer quelques applications de la définition précédente, j'ai déterminé tout d'abord ma courbe de sensibilité visuelle dans le spectre de la lampe Carcel, étalon secondaire usuel. J'ai employé à cet effet un spectroscopé à réseau, la lampe Carcel éclairant à distance connue la fente collimatrice couverte d'un verre diffusant. Dans le champ du spectroscopé, contre le réseau, je disposais des dessins ou des caractères d'imprimerie tracés en noir sur plaques transparentes (photocopies positives), et j'observais à travers une fente oculaire se déplaçant dans le plan focal de l'objectif postérieur. On aperçoit ainsi le champ unichrome, et on distingue les caractères interposés quand l'éclairement est suffisant. Pour chaque éclairement connu par la distance de la Carcel au collimateur, je déterminais les deux extrémités du spectre où s'arrêtait la perception distincte des dessins placés dans le champ; l'inverse de l'éclairement mesurait en valeur relative la sensibilité visuelle pour les deux radiations extrêmes. En faisant varier l'éclairement, je pouvais ainsi déterminer la sensibilité correspondant à un nombre suffisant de points pour les réunir en courbe, et je traçais la courbe en donnant aux sensibilités des valeurs numériques comptées en prenant l'unité pour valeur de la sensibilité maxima. J'ai fait ainsi de nombreuses déterminations en variant la forme des dessins et leurs dimensions; mais, n'ayant en vue que les applications, j'ai limité les variations d'acuité visuelle, entre 1 et 10 millièmes; d'ailleurs, malgré la répétition des observations, l'approximation des résultats est bien incertaine et en tout cas très faible dans les régions de faible sensibilité; on en conçoit facilement les raisons. Dans les limites où j'ai opéré je n'ai pas trouvé dans les courbes de sensibilités relatives des différences tenant aux formes des dessins, des caractères, ou à leur grandeur, l'ensemble de mes résultats peut se résumer dans les chiffres suivants :

λ	0 [^] ,48	0 [^] ,50	0 [^] ,52	0 [^] ,54	0 [^] ,56	0 [^] ,58	0 [^] ,60	0 [^] ,62	0 [^] ,64	0 [^] ,66	0 [^] ,68
ϵ_λ	0,04	0,10	0,25	0,50	0,85	1,00	0,85	0,50	0,25	0,10	0,04

La courbe correspondante est représentée sur la *fig. 1*, presque confondue dans la région la plus essentielle avec la courbe de la fonction :

$$e^{-100x^2}$$

où x désignerait l'intervalle $\lambda - \lambda_m$, en représentant par λ_m la radiation du maximum de sensibilité, ici $0^{\mu},58$.

Avec le même dispositif j'ai fait quelques séries d'observations dans le spectre d'un bec Auer et une série dans le spectre solaire (dans ce dernier cas, je graduais l'éclaircissement par des écrans gris dont l'absorption avait été déterminée au banc photométrique). La *fig. 1* contient les courbes de sensibilités relatives déduites de ces observations, construites sur la même ordonnée maxima; elles sont assez analogues à la courbe relative au spectre de la lampe Carcel; mais la sensibilité maxima est réalisée pour une radiation distincte dans chaque cas. J'ai trouvé $\lambda_m = 0^{\mu},57$ dans le spectre du manchon Auer, et $\lambda_m = 0^{\mu},562$ dans le spectre solaire.

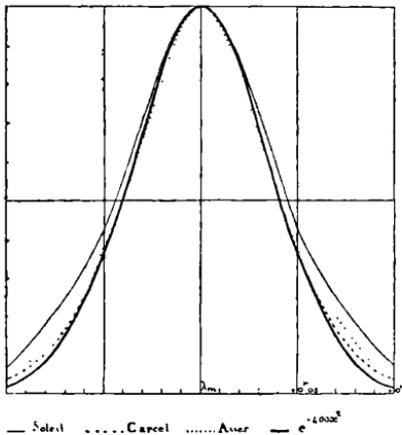


FIG. 1.

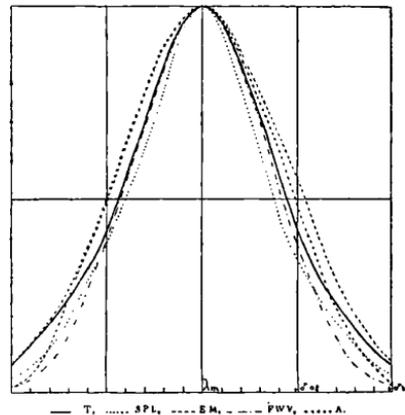


FIG. 2.

Une courbe de sensibilité est un document purement subjectif; j'ai voulu cependant comparer, dans leur forme relative, mes observations aux déterminations antérieures.

J'ai retracé dans la *fig. 2* ma courbe de sensibilité (T) dans le spectre solaire ainsi que les trois courbes, F. W. V., E. M. et S. P. L., données par Langley dans son mémoire *Énergie et Vision American Journal of Science*, 1888. Ces dernières courbes sont l'exemple

classique des différences individuelles dans l'évaluation de la sensibilité; elle sont, en effet, extrêmement différentes quand on les trace en position repérée dans le spectre et en fonction de l'éclairement absolu; mais, ramenées comme ici à la même ordonnée maxima, on voit que leurs formes sont au contraire très voisines (1). Si on devait s'astreindre à l'adoption d'une courbe de sensibilité relative, il ne serait pas impossible, je pense, de s'accorder sur l'usage d'une loi moyenne sous la forme exponentielle e^{-kx^2} . J'ai ajouté dans la fig. 2, aux courbes de sensibilité visuelle dont je viens de parler, la courbe (A) des luminosités déterminées par Abney (2): c'est une courbe de sensibilité photométrique résultant des comparaisons d'éclat des différentes couleurs avec un éclairement blanc; elle paraît aussi s'harmoniser assez bien avec les courbes de sensibilité visuelle.

Étant en possession d'une loi de sensibilité visuelle dans le spectre de la lampe Carcel, j'ai entrepris des mesures spectrophotométriques d'intensités des différentes sources par rapport à cet étalon, et j'ai comparé l'intensité efficace déduite de ces mesures et de la loi de sensibilité à l'intensité globale mesurée avec un photomètre Lummer et Brodhun. Je ne citerai ici que des exemples types, deux essais de sources à spectre continu, et une mesure sur la lampe Cooper-Hewit, arc au mercure à spectre discontinu. Dans le tableau suivant, on a désigné par u_λ le coefficient d'utilisation d'après la loi exponentielle e^{-400x^2} , réduit de façon que entre les limites d'observations possibles, $\sum 0,02 \cdot u_\lambda = 1$, de telle sorte que les intensités efficaces s'obtiennent en faisant la somme des produits $i_\lambda \cdot u_\lambda \cdot 0,02$.

λ	$0,02u_\lambda$	Lampe Osram 60V . 0,2A			Bec Auer.		
		i_λ	$i_\lambda \cdot u_\lambda$	I_e	i_λ	$i_\lambda \cdot u_\lambda$	I_e
50	0,018	1,27	0,023	0,887	13,7	0,25	7,11
52	0,054	1,13	0,062		11,4	0,63	
54	0,120	1,07	0,107		9,7	1,17	
56	0,194	0,97	0,188		8,1	1,57	
58	0,228	0,90	0,205		6,9	1,58	
60	0,194	0,83	0,161		5,7	1,11	
62	0,120	0,76	0,091		4,5	0,54	
64	0,054	0,70	0,038		3,7	0,20	
66	0,018	0,67	0,012		3,1	0,06	
Intensités globales mesurées au photomètre L. et Br.				0,91			7,1

1 Mais λ_m vaut 0,52 pour la courbe F. W. V. 0,53 pour E. M. et 0,568 pour S. P. L.

(- Dans cette courbe, λ_m vaut 0,566.

Pour le calcul de l'intensité efficace de la lampe au mercure, les u_λ sont choisis égaux à :

$$\frac{20}{\sqrt{\pi}} e^{-100x^2}$$

de telle sorte que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} u_\lambda d\lambda = 1 ;$$

quant à l'intervalle $d\lambda$ correspondant à l'image de la fente collimatrice pour chacune des radiations éclairantes, on l'a évalué sur la courbe de graduation du spectrophotomètre ; on a ainsi les chiffres suivants :

Lampe Cooper Hewitt. 60V . 3,6A

λ	0 μ ,492	0 μ ,546	0 μ ,576
$d\lambda$	0,0125	0,008	0,010
u_λ	0,5	7,1	11,2
i_λ	5,3	445,0	61,8

$$I_e = \Sigma i_\lambda u_\lambda \cdot d\lambda = 0,03 + 25,3 + 7,0 = 32,33$$

Intensité globale mesurée au photomètre Lummer et Brodhun..... 32,5

En dehors de ces exemples, j'ai fait des comparaisons répétées sur des sources de même type. L'approximation expérimentale des mesures spectrophotométriques est variable, d'autant plus faible qu'on s'éloigne du maximum de sensibilité ; mais, comme l'intervention du coefficient d'utilisation réduit en même temps l'importance du chiffre et de son erreur, le résultat total ne paraît pas devoir être en erreur de plus de 3 0/0 ; l'erreur possible avec le photomètre Lummer et Brodhun dépend évidemment de la différence de coloration des plages ; en somme, on pourrait au total dans certains cas excuser un écart de 5 0/0 entre les nombres comparés ; je n'ai jamais trouvé d'écart dépassant 3 0/0, et, fait essentiel, les écarts n'ont pas de sens systématique dans les expériences faites avec les sources de même nature.

J'ai donc pu conclure de l'ensemble de mes mesures que *l'intensité efficace calculée pour la vision des formes est la même que l'intensité mesurée dans un photomètre à plages.*

Cette conclusion me semble importante, puisqu'elle donne aux mesures techniques usuelles la signification la plus large dans les applications de l'éclairage.

L'intensité ainsi déterminée reste affectée toutefois d'un caractère subjectif, qui fait que la mesure n'est précisée que pour l'observateur lui-même, car le chiffre obtenu est essentiellement dépendant de la loi de sensibilité. Ce n'est pas la forme de la courbe qui exerce l'influence la plus marquée sur le calcul. Pour les sources à spectre continu étudiées, les résultats ne varient que de 2 à 3 0/0, si on calcule les u_λ d'après l'exponentielle e^{-100x^2} ; la raison s'en trouve facilement dans la loi de variation de i_λ , qui, aux erreurs de mesure près, peut s'interpréter de façon à maintenir pour le produit $i_\lambda u_\lambda$ une loi exponentielle avec le même coefficient numérique que pour u_λ , x désignant toutefois un écart de λ , compté à partir d'un nouveau maximum de la courbe; la forme de courbe de la sensibilité visuelle dans le spectre du bec Auer, très voisine de celle de la Carcel (fig. 1), s'accorde avec ce fait, car le produit $i_\lambda u_\lambda$ est une évaluation relative de sensibilité dans la source comparée à l'étalon. Par contre, la position du maximum de sensibilité dans le spectre influe notablement sur le chiffre calculé pour l'intensité. Dans l'exemple cité du bec Auer, on remarquera que l'intensité calculée est voisine de l'intensité spectrophotométrique de la radiation correspondant au maximum de sensibilité (elle doit être, d'après le calcul même, intermédiaire entre celles qui correspondent aux maxima de u_λ et du produit $i_\lambda u_\lambda$); or un déplacement, de 0,01 pour λ_m , entrainerait dans cet exemple une variation de 9 0/0 dans la valeur de I . Dans le calcul de l'intensité de l'arc au mercure, un déplacement de 0,005 de λ_m affecterait de la même façon le résultat. Il apparaît donc ainsi une influence notable de la position de la courbe de sensibilité. On peut se demander si des variations aussi étendues que celles traduites par les positions citées plus haut pour les λ_m dans le spectre solaire, se retrouvent fréquemment ou si, au contraire, l'œil humain ne présente pas une spécification de sensibilité plus marquée chez la généralité des individus; l'accord assez fréquent des divers observateurs d'un laboratoire photométrique serait plutôt favorable à la dernière opinion. En tout cas, avec le dispositif que j'ai employé, il serait facile, par des observations rapides, d'établir une documentation statistique intéressante à ce point de vue, et de sélectionner, s'il y a lieu, les observateurs photométriques pour que leur jugement corresponde à celui du plus grand nombre.

L'identité établie expérimentalement entre la mesure globale de l'intensité photométrique et la valeur calculée de l'intensité

efficace visuelle semble devoir s'interpréter en disant que, *pour un même observateur, les courbes de sensibilités photométrique et visuelle sont identiques*. La bonne concordance de la courbe d'Abney dans la *fig. 2*, avec les courbes de sensibilité visuelle, peut être considérée comme une probabilité pour cette hypothèse. Il ne faudrait cependant pas y voir autre chose qu'une coïncidence particulière à ces deux utilisations de la sensation lumineuse : il n'est pas douteux que d'autres aspects de la sensation suivent des lois différentes. En vérifiant sur des écrans colorés la bonne concordance entre la mesure d'absorption globale avec le photomètre à plages et l'absorption visuelle calculée d'après les mesures spectrophotométriques, j'ai rencontré une manifestation très nette de la sensibilité particulière à la *couleur*. Un écran jaune à la tartrazine présente une coloration très intense lorsque son absorption photométrique et visuelle atteint 2 ou 3 centièmes ; par contre, un écran au vert naphthol absorbant l'extrême rouge est à peine nuancé quand il produit le même effet photométrique. Voici une autre observation qui met en évidence le même genre de sensibilité. Le spectre obtenu sur le verre dépoli d'un spectrographe est couvert avec un échelon de teintes grises graduées ; les limites de perception colorée permettent de définir la courbe de sensibilité à la couleur : on la trouve dissymétrique par rapport à la sensibilité maxima, s'allongeant plus du côté rouge que du côté bleu ; le maximum de sensibilité se produit pour des longueurs d'onde plus faibles que dans le cas de la sensibilité visuelle, et il m'a semblé presque invariable vers $0,52$ dans les divers spectres que j'ai observés, Carcel, Auer ou soleil. Ces faits marquent nettement la distinction établie d'ailleurs depuis longtemps entre la sensibilité à la couleur et la sensibilité visuelle ; et bien que l'identité des sensibilités visuelle et photométrique fournissent une explication simple des résultats que j'ai rapportés, il convient, je pense, de l'envisager seulement comme une hypothèse vraisemblable, sous réserve de vérifications expérimentales directes.

**COMPARAISON DES VITESSES DE PROPAGATION
DE LA LUMIÈRE ET DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES
LE LONG DES FILS MÉTALLIQUES ¹⁾;**

Par M. C. GUTTON.

Les mesures de vitesse de la lumière par les procédés de Fizeau et de Foucault, d'une part, celles de la vitesse de propagation des ondes hertziennes le long des fils métalliques par M. Blondlot et plusieurs physiciens américains, d'autre part, ont donné pour ces deux vitesses des nombres très voisins.

Or, d'une étude purement théorique, M. Sommerfeld ⁽²⁾ déduit que la vitesse de propagation des ondes électriques le long d'un fil doit être un peu plus petite que la vitesse de la lumière et que la différence doit dépendre du diamètre et de la nature du fil. Il conclut toutefois qu'« une preuve expérimentale de cette différence ne paraît pas se trouver dans les observations faites jusqu'ici et qu'il ne peut y avoir de doute que des expériences entreprises dans ce sens ne doivent rendre plus solides les bases de la théorie ».

Les expériences que je vais décrire ont pour objet de comparer directement à la vitesse de la lumière celle des ondes de Hertz le long d'une ligne de fils métalliques, de déterminer dans quelles limites de précision on peut considérer ces vitesses comme égales, puis de rechercher l'influence de la résistivité des fils sur la vitesse des ondes électriques qu'ils transmettent. MM. Abraham et Lemoine ⁽³⁾ ont émis l'opinion qu'en utilisant la biréfringence électrique du sulfure de carbone, on pourrait démontrer directement l'égalité des vitesses des ondes lumineuses et électriques. Je me suis, en effet, servi de cette biréfringence.

Bien que les procédés les plus délicats ⁽⁴⁾ n'aient pu mettre en évidence aucun défaut de simultanéité entre la charge d'un condensateur immergé dans le sulfure de carbone et la biréfringence de son diélectrique, je me suis attaché à employer une méthode dans

¹ Communication faite à la Société française de Physique: Séance du 13 décembre 1911.

² A. SOMMERFELD, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, p. 233 1899; G. MIE, *Wied. Ann.*, t. II, p. 201 1900.

³ H. ABRAHAM et J. LEMOINE, *J. de Phys.*, 3^e série, t. IX, p. 262; 1900.

⁴ R. BLONDLOT, *J. de Phys.*, 2^e série, t. VII, p. 91 (1888); H. ABRAHAM et J. LEMOINE, *loc. cit.*; — J. JAMES, *Wied. Ann.*, t. XV, p. 954 1904.

laquelle cette simultanéité n'est pas supposée et, après divers essais, je me suis arrêté à la disposition suivante.

Un excitateur circulaire de Blondlot E de 25 centimètres de diamètre est complètement immergé dans de l'huile de vaseline. Le cercle primaire est relié à l'enroulement en fil fin d'un transformateur de Tesla T; dans l'enroulement en gros fil, on envoie la

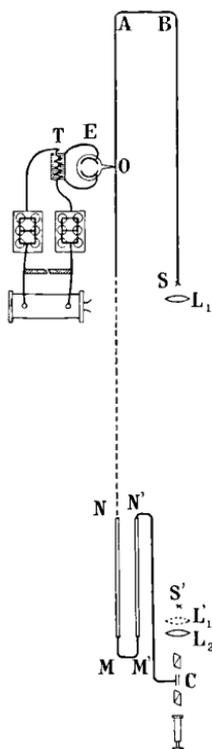


FIG. 1.

décharge des armatures externes de deux batteries de six jarres montées en cascade. Les armatures internes sont chargées par une grosse bobine de Rhumkorff alimentée par des courants alternatifs de fréquence 50 30 volts, 12 ampères). L'étincelle de décharge des batteries jaillit entre deux charbons d'arc.

Les ondes de Hertz, induites dans le cercle secondaire de l'excitateur E, sont conduites par deux fils jusqu'au point O, où elles se partagent entre deux lignes formées chacune de deux fils de cuivre de 0^{mm},98 de diamètre, tendus parallèlement l'un au-dessus de l'autre,

à 5 centimètres de distance. Un seul de ces fils est indiqué sur la figure, qui représente un plan de l'appareil.

La première ligne OABS se termine en S par deux pointes de platine entre lesquelles jaillit, lors de l'arrivée des ondes, une petite étincelle oscillante S d'une fraction de millimètre de longueur. Les fils de la seconde ligne ONMM'N'C aboutissent aux armatures d'un petit condensateur C enfermé dans un tube de verre rempli de sulfure de carbone. Les armatures, dont les plans sont verticaux, ont 5 centimètres de longueur, 0^m,3 de hauteur, leur distance est de 0^m,15. Deux coulisses MN, M'N', analogues à celle des trombones, permettent de faire varier la longueur de la ligne et par suite de changer l'instant où les ondes électriques qui la parcourent atteignent le condensateur et rendent le sulfure de carbone biréfringent. Le condensateur est placé entre deux nicols à l'extinction, dont les sections principales font un angle de 45° avec les plans des armatures.

L'étincelle S sert de source de lumière. Elle est au foyer d'une lentille L₁ de 20 centimètres de distance focale ; le faisceau de lumière parallèle, qui en sort, est reçu sur une seconde lentille L₂ de 60 centimètres de distance focale, qui donne une image de l'étincelle entre les armatures du condensateur. Cette image est observée dans une lunette à travers le nicol analyseur.

Tout l'appareil était installé, au laboratoire de physique de la Faculté des sciences de Nancy, dans une longue galerie de 47 mètres de longueur et de 3^m,80 de largeur. Pour éviter des coudes brusques des lignes, qui provoqueraient des réflexions des ondes hertziennes, les fils en AB ou N' ne sont pas pliés à angle droit, mais appliqués contre des quarts de cylindre en bois collés contre les poteaux qui soutiennent les lignes. Pour supprimer les sinuosités des fils sans être obligé d'avoir recours à des tensions qui les allongeraient, ceux-ci, d'abord recuits, ont tous été écrouis par une forte traction avant d'être mesurés, puis mis en place.

Si la lumière de l'étincelle S atteint le condensateur durant l'intervalle de temps pendant lequel les ondes rendent le sulfure de carbone biréfringent, on voit l'image de l'étincelle dans la lunette. Il en est ainsi lorsque la longueur de la ligne ONMM'N'C est voisine de la somme des longueurs de la ligne OABS et du trajet effectué par la lumière entre l'étincelle S et le condensateur C. Cette longueur totale était de 44 mètres, dont 36^m,96 entre S et C.

L'expérience montre, d'autre part, que, si l'on tire ou si l'on enfonce d'une façon continue les coulisses, l'éclat de l'étincelle passe par une série de maxima et de minima; la longueur des coulisses qui correspond à ces derniers peut être déterminée à 1 centimètre près environ. Ces variations d'intensité lumineuse s'expliquent par le fait que la lumière de l'étincelle et la charge du condensateur étant rapidement variables, il y a des longueurs de la ligne ONMM'N'C pour lesquelles les instants d'arrivée au condensateur des maxima d'intensité lumineuse coïncident avec les maxima de la charge électrique, tandis que pour d'autres, au contraire, ces maxima de charge se produisent lors de l'arrivée des minima de lumière.

Voici, maintenant, comment cet appareil et les phénomènes que je viens de décrire m'ont servi à comparer à la vitesse de la lumière celle des ondes électriques le long de fils métalliques. Les positions qu'il faut donner à la coulisse pour observer dans la lunette les divers minima d'intensité lumineuse ayant été déterminées, on diminue la distance de l'étincelle S au condensateur de 36 mètres; à cet effet, on transporte le micromètre à étincelles S et la lentille L_1 en S' et L'_1 , et on ajoute 36 mètres de fil à la ligne OABS. On a ainsi remplacé la plus grande partie du trajet de la lumière par un trajet égal des ondes électriques. On a soin de ne modifier en rien le reste de l'appareil et en particulier les longueurs de l'étincelle S et de l'étincelle oscillante de l'excitateur E. Afin de conserver le même nombre de soudures sur les fils, on avait mis d'avance sur la ligne SABC un fragment de fil de $0^m,30$ que l'on remplace par une longueur de $36^m,30$. Il n'y avait aucun support nouveau sur la partie de ligne ajoutée.

Dans ces conditions, si les vitesses de propagation de la lumière et des ondes électriques étaient rigoureusement égales, rien ne serait changé dans l'aspect des phénomènes; or on constate que, pour retrouver chacun des minima d'éclat de l'image de l'étincelle, il faut augmenter la longueur des coulisses de quelques centimètres. Voici, comme exemple, les résultats obtenus dans une série d'expériences 1^{er} juin 1911.

Pour les quatre minima observés, les nombres ci-dessous indiquent la longueur dont la partie mobile des coulisses était sortie des tubes.

	Étincelle éloignée	Étincelle rapprochée de 36 mètres	Différence
I.....	21 ^{cm} ,2	28 ^{cm} ,4	7 ^{cm} ,2
II.....	43 ,6	51 ,1	7 ,5
III.....	68 ,0	74 ,9	6 ,9
IV.....	90 ,5	98 ,5	8 ,0
Moyenne.....			<u>7^{cm},4</u>

L'allongement total de la ligne était le double de celui d'une des branches de la coulisse, soit en moyenne :

$$7,4 \times 2 = 14^{\text{cm}},8.$$

Soit V' la vitesse des ondes électriques, il a fallu retarder d'un temps $\frac{14,8}{V'}$ l'arrivée des ondes au condensateur pour retrouver les minima. Ce temps est égal à la différence des temps employés par les ondes électriques et par la lumière pour parcourir 36 mètres. En appelant donc V la vitesse de la lumière :

$$\frac{14,8}{V'} = 3600 \left(\frac{1}{V} - \frac{1}{V'} \right).$$

d'où :

$$\frac{V - V'}{V} = \frac{14,8}{3600} = \frac{1}{243}.$$

Pour les mêmes fils de cuivre, dont le diamètre était 0^{mm},98, huit séries d'expériences faites de mai à novembre 1911 ont donné pour la différence relative des vitesses $\frac{V - V'}{V}$:

$$\frac{1}{254}, \quad \frac{1}{230}, \quad \frac{1}{243}, \quad \frac{1}{253}, \quad \frac{1}{225}, \quad \frac{1}{245}, \quad \frac{1}{210}, \quad \frac{1}{248}.$$

La comparaison de ces nombres entre eux permet de se faire une idée de la précision atteinte, leur moyenne est $\frac{1}{238}$. Les longueurs de l'étincelle S et de l'étincelle de l'excitateur n'étaient pas les mêmes lors de chacune de ces séries de mesures.

Des expériences faites avec des fils de cuivre de différents diamètres, avec des fils de laiton, de zinc, de cuivre étamé, reprises ensuite avec les ondes électriques plus courtes d'un excitateur Blondlot de 8 centimètres de diamètre, ont donné, pour la différence relative des vitesses $\frac{V - V'}{V}$, les valeurs suivantes :

Excitateur de 25 centimètres de diamètre.

Fil de cuivre 0 ^{mm} ,98.....	$\left\{ \begin{array}{cccc} \frac{1}{234} & \frac{1}{230} & \frac{1}{243} & \frac{1}{253} \\ \frac{1}{225} & \frac{1}{245} & \frac{1}{210} & \frac{1}{248} \end{array} \right\}$	moyenne	$\frac{1}{238}$
— 0 ^{mm} ,50.....		—	$\frac{1}{152}$
— 1 ^{mm} ,50.....		—	$\frac{1}{396}$
Fil de laiton 0 ^{mm} ,99.....		—	$\frac{1}{176}$
Fil de zinc 0 ^{mm} ,96.....		—	$\frac{1}{200}$
Fil de cuivre étamé 1 ^{mm} ,00...		—	$\frac{1}{175}$

Excitateur de 8 centimètres de diamètre.

Fil de cuivre 0 ^{mm} ,98.....	$\frac{1}{272}$	$\frac{1}{281}$	$\frac{1}{273}$	moyenne	$\frac{1}{275}$
— 0 ^{mm} ,50.....	$\frac{1}{218}$	$\frac{1}{248}$		—	$\frac{1}{228}$
— 1 ^{mm} ,50.....	$\frac{1}{480}$	$\frac{1}{386}$		—	$\frac{1}{433}$
Fil de laiton 0 ^{mm} ,99.....	$\frac{1}{203}$	$\frac{1}{220}$		—	$\frac{1}{213}$
Fil de cuivre étamé.....	$\frac{1}{260}$	$\frac{1}{216}$		—	$\frac{1}{238}$

Ce tableau montre qu'entre la vitesse de la lumière et celle des ondes électromagnétiques le long des fils, il existe une petite différence, d'autant plus importante que le fil est plus fin et la fréquence des oscillations électriques plus faible.

Le long des fils de laiton ou de zinc, la vitesse de propagation des ondes de Hertz est plus petite que le long des fils de cuivre de même diamètre, c'est donc à la résistivité du métal dont est fait le fil qu'il faut attribuer l'existence d'une différence entre la vitesse de la lumière et celle des ondes électriques (1). Les rapports des résistances des fils de laiton et de zinc à la résistance des fils de cuivre de 0^{mm},98 de diamètre, mesuré au pont de Wheatstone, sont 3,96 et 3,76.

(1) Je n'ai pas fait de mesures avec des alliages très résistants, parce qu'ils contiennent des métaux magnétiques.

Les expériences avec les fils de cuivre étamé prouvent que la vitesse des ondes le long des fils est diminuée lorsqu'on recouvre ceux-ci d'une mince couche d'un métal plus résistant. Ce résultat est d'accord avec le fait que les ondes de Hertz ne pénètrent que dans une couche très mince de la surface des conducteurs.

Toutes les différences trouvées entre la vitesse de propagation des ondes électriques le long des fils et la vitesse de la lumière, quoique petites, dépassent beaucoup celles qu'on déduit de la théorie de M. Sommerfeld, qui, pour des fils de cuivre de 1 millimètre de diamètre, indique des différences de l'ordre de 10^{-4} . Il peut exister des causes de diminution de vitesse dont la théorie ne tient pas compte. La résistance spécifique de la couche superficielle d'un fil métallique intervient seule ici ; il est possible, par exemple, que cette résistance, même pour un fil dont la surface a été nettoyée à la toile d'émeri soit supérieure à celle des couches profondes ; M. Vincent ⁽¹⁾ a trouvé une telle augmentation par des mesures de résistances de dépôts d'argent.

Dans le tableau précédent, la plus petite différence entre les vitesses de propagation de la lumière et des ondes électriques est relative à des fils de cuivre de 1^{mm},50 de diamètre et aux ondes d'un excitateur Blondlot de 8 centimètres de rayon, elle est 1 : 430. Cette petite différence s'annulerait-elle, si les ondes électromagnétiques planes se propageaient dans l'air sans être guidées par des fils ? Puisqu'une comparaison directe à la vitesse de la lumière est possible par la méthode que je viens de décrire, il faudrait, pour résoudre cette question, comparer avec une précision suffisante, soit, comme l'ont fait MM. Sarasin et de la Rive ⁽²⁾, les longueurs d'ondes d'un même résonnateur lorsque les ondes se propagent d'abord dans l'air puis le long de fils métalliques, soit les vitesses de propagation le long des fils et entre deux miroirs paraboliques de Hertz. J'ai fait autrefois de telles expériences ⁽³⁾. Elles m'ont permis de constater que les vitesses des ondes électriques dans l'air et le long de fils de cuivre de 1 millimètre diffèrent de moins de $\frac{1}{200}$. Il faudrait obtenir une plus grande précision, car, pour des ondes aussi courtes que celles dont il était fait usage, la différence entre la vitesse de la lumière et

¹ G. VINCENT, *J. de Phys.*, 3^e série, t. IX, p. 78 ; 1900.

² E. SARASIN et DE LA RIVE, *Archives de Genève* t. XXIX, p. 358 1893 .

C. GUTTON, *Comptes rendus*, t. CXXVIII, p. 1508 1899 .

celle des ondes le long des fils est, d'après les expériences actuelles, plus petite que $\frac{1}{200}$.

Expériences de vérification. — J'ai réalisé diverses expériences destinées à contrôler celles que je viens de décrire.

Pour m'assurer que l'allongement de la ligne ONMM'N'C qui fait retrouver les minima d'intensité lumineuse, était bien dû à une différence entre les vitesses de propagation de la lumière et des ondes électriques, j'ai recommencé les mêmes expériences en diminuant de 18 mètres seulement la distance de l'étincelle au condensateur et en remplaçant par 18 mètres de ligne le trajet supprimé pour la lumière. L'allongement de la ligne ONMM'N'C qui rétablit les minima a bien été trouvé deux fois moindre que pour un parcours de 36 mètres. Dans une série d'expériences (31 mai 1914), j'ai trouvé pour 18 mètres un allongement de 7^{cm},6 et pour 36 mètres de 13^{cm},6. Ces nombres sont les moyennes des valeurs mesurées pour quatre minima.

J'ai fait aussi des mesures par un second procédé un peu différent. L'étincelle étant d'abord dans la position S la plus éloignée, on détermine encore les longueurs de coulisse qui correspondent aux minima. On rapproche ensuite l'étincelle du condensateur de 36 mètres; mais, au lieu d'ajouter 36 mètres de fil à la ligne OABS, on en enlève 36 mètres sur la ligne ON et on transporte de la même longueur toute la portion OABS de l'appareil, y compris l'excitateur, le transformateur de Tesla, la bobine de Rhumkorff, on cherche à nouveau les minima et on observe que, pour les retrouver, il faut allonger la ligne ONMM'N'C de la même longueur que lors de la première manière d'opérer. Voici, par exemple, les longueurs dont il faut augmenter la ligne pour les quatre minima dans deux séries d'expériences faites successivement par les deux procédés.

	Premier procédé	Deuxième procédé
I	13 ^{cm} ,8	15 ^{cm} ,6
II	15 ,2	15 ,8
III	14 ,2	13 ,4
IV	13 ,6	13 ,6
Moyenne.....	$\frac{14^{\text{cm}},2}{}$	$\frac{14^{\text{cm}},6}{}$

Sur l'observation des minima d'intensité lumineuse. — Pour observer les minima d'intensité lumineuse de l'image de l'étincelle, il est avantageux de ne pas opérer dans l'obscurité complète, afin de voir toujours le champ de la lunette légèrement éclairé. Il est alors beau-

coup plus facile de maintenir l'œil constamment sur le faisceau étroit qui sort de la lunette ; on laissait une lampe allumée dans la longue galerie où se faisait l'expérience. Comme les minima ne correspondent pas à une extinction complète, on peut, en réglant l'éclairement du champ de la lunette, faire en sorte que l'image de l'étincelle devienne invisible lors de ses minima d'éclat. Si l'intensité de l'image rétablie par la biréfringence du sulfure de carbone est trop grande, ce qui était le cas pour les expériences avec l'excitateur de 25 centimètres de diamètre, on diminue l'intensité de la lumière en interposant des verres bleus entre le nicol analyseur et l'objectif de la lunette.

Un verre rouge supprime presque complètement la lumière de l'étincelle, qui émet surtout de la lumière bleue ; on peut augmenter la lumière rouge en mouillant les pointes du micromètre à étincelles avec une solution de chlorure de lithium, mais alors on n'observe pas de maxima et de minima d'éclat en tirant la coulisse ; cela tient à ce que la lumière rouge émise par les vapeurs de lithium dans l'étincelle oscillante, ne suit pas comme la lumière bleue de l'étincelle les très rapides oscillations du courant ; sans doute parce qu'elle commence à être émise à une température plus basse.

Sur la forme des ondes électriques produites par l'excitateur. — Si la forme des ondes électriques était exactement sinusoïdale, la longueur dont il faudrait allonger la ligne ONMM'NC pour passer d'un minimum d'éclat de l'image de l'étincelle au suivant serait une demi-longueur d'onde ; or, on trouve des allongements beaucoup moindres. Les nombres donnés page 43 correspondent, pour passer d'un minimum au suivant, à des allongements de la coulisse de 22^m,4 ; 24^m,4 ; 22^m,5, ou pour la ligne elle-même 44^m,8 ; 48^m,8 ; 45^m,0 ; la demi-longueur d'onde de l'oscillateur est environ 135 centimètres. Les minima sont donc dus non à la vibration principale de l'excitateur, mais à des vibrations d'ordre supérieur.

Pour m'assurer de l'existence de ces dernières, j'ai réuni par un pont les extrémités de deux fils parallèles d'une longue ligne et j'ai déplacé un second pont en avant de celui-ci ; un tube à gaz raréfié sans électrodes maintenu au milieu de l'intervalle entre les deux ponts indique, par un maximum de luminosité, la résonance du circuit fermé formé par les ponts et la portion des fils de ligne qu'ils comprennent. On trouve des résonances pour des longueurs d'ondes beaucoup plus courtes que celle de l'oscillation principale.

L'amortissement des oscillations est très grand, car pour obtenir des ondes intenses, on enlève par le cercle secondaire à chaque oscillation la majeure partie de l'énergie du primaire. La longueur d'onde principale est par suite alors difficile à mesurer; j'en ai obtenu la valeur approchée, 135 centimètres, en approchant les deux fils d'une ligne jusqu'à ce qu'il jaillisse des aigrettes entre eux et constaté qu'on commence à les apercevoir à une distance de 65 à 70 centimètres d'un pont qui réunit les extrémités des fils.

Pour l'excitateur de 8 centimètres de diamètre, la demi-longueur d'onde était d'environ 45 centimètres et les allongements de la ligne qui font passer d'un minimum au suivant étaient en moyenne de 20 centimètres.

En résumé, l'excitateur fournit des ondes très intenses, de forme complexe et très amorties analogues aux ondes acoustiques produites par une corde sur laquelle on aurait donné un fort coup de marteau.

Il ne faut pas s'étonner que les minima d'intensité de la lumière rétablie par la biréfringence du sulfure de carbone, qui sont dus aux oscillations électriques d'ordre supérieur, soient aussi marqués et ne puissent être distingués de ceux qui se rapportent à l'oscillation principale. En effet, dans le phénomène de Kerr, la différence de phase entre les deux composantes de la vibration lumineuse parallèle et perpendiculaire aux lignes de force électrique, est proportionnelle au carré de l'intensité de la force électrique. L'amplitude de la vibration qui peut traverser l'analyseur est elle-même proportionnelle au sinus de cette différence de phase et par suite, pour les faibles biréfringences, à cette différence de phase elle-même. L'intensité lumineuse, rétablie par la biréfringence qui est représentée par le carré de l'amplitude, est donc proportionnelle à la 4^e puissance de la force électrique entre les armatures du condensateur. La présence d'oscillations d'ordre supérieur dans la vibration électrique de l'excitateur produit, sur la courbe qui représente la force électrique en fonction du temps, des sinuosités. Si on imagine qu'on trace la courbe qui représenterait l'intensité lumineuse rétablie par la biréfringence du sulfure de carbone, celle-ci a ses ordonnées proportionnelles à la 4^e puissance de celles de la première courbe. Les sinuosités dues aux vibrations d'ordre supérieur deviennent alors d'amplitude beaucoup plus grande et assez considérable pour devenir du même ordre de grandeur que les variations provoquées par la vibration électrique principale.

La présence, dans le train d'ondes émis par l'excitateur, d'ondulations d'ordre supérieur est avantageuse, et il faudrait se garder de chercher à s'en débarrasser; ce sont elles, en effet, qui permettent d'opérer sur des oscillations de courte période, quoique très intenses, qui donnent naissance à des minima bien définis.

Sur l'instantanéité du phénomène de Kerr. — Quoique l'objet principal des expériences que je viens de décrire ait été la comparaison des vitesses de la lumière et des ondes électriques et que le procédé employé ne suppose pas que la biréfringence du sulfure de carbone apparaît et disparaît exactement à l'instant où le condensateur se charge ou se décharge, j'ai cherché si l'appareil dont je disposais pouvait donner des indications sur la simultanéité des phénomènes optique et électrique.

Si le train d'ondes émis par l'excitateur est très court, l'étincelle éclairante et la charge du condensateur durent très peu de temps; si la biréfringence du sulfure de carbone dure elle-même un instant très court, on ne pourra apercevoir la lumière dans la lunette que pour des longueurs de la ligne ONMM'N'C, comprises entre deux limites très rapprochées et voisines de la longueur pour laquelle les deux chemins OABSC et OMM'N'C du point O au condensateur sont égaux. Lorsqu'on emploie les excitateurs de 25 centimètres ou de 8 centimètres de diamètre qui ont servi aux mesures précédentes, les trains d'ondes sont trop longs. J'ai alors essayé un excitateur de 4^m,5 de diamètre; les ondes qu'il émet, à condition de rendre l'étincelle excitatrice aussi longue que possible, sont encore assez intenses pour que la biréfringence du sulfure de carbone rétablisse de la lumière. L'étincelle étant dans sa position S' la plus rapprochée du condensateur, le trajet total OABS'C était de 44 mètres, y compris le faible parcours de la lumière entre S' et C; j'ai constaté que la lumière rétablie par le phénomène de Kerr n'était visible que pour des longueurs de la ligne ONMM'N'C comprises entre 43^m,70 et 44^m,10.

Un retard possible de la biréfringence du sulfure de carbone sur la charge du condensateur serait donc au plus le temps que la lumière met à parcourir un demi-mètre environ.

Je n'ai pu réduire cette valeur limite, qui est de l'ordre de grandeur que les expériences antérieures avaient déjà permis de fixer, car les ondes plus courtes ne sont plus assez intenses.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

N^{os} 22, 23, 24 et 25; novembre-décembre 1911.

A. CHAUVEAU. — Sur un spectre météorique de la tour Eiffel observé en 1900. — P. 1049.

Description de ce spectre, semblable à un spectre du Brocken, qui consistait en une ombre véritable de la tour Eiffel dont la partie supérieure, éclairée du côté sud, projetait sa silhouette du côté nord, au voisinage immédiat de son sommet, sur l'espace de voile horizontal que formait la brume à la hauteur du sommet. Essai de théorie.

F.-A. FOREL. — La Fata Morgana. — P. 1034.

La Fata Morgana du détroit de Messine, du lac Léman, etc., n'apparaît que dans les belles journées du printemps et de l'été.

Les objets éclairés du bord inférieur de la côte opposée, étirés en hauteur entre deux lignes simultanément visibles de l'horizon du lac, se montrent sous la forme d'une bande horizontale, dite zone striée, découpée en rectangles juxtaposés, de teintes et d'éclairage variés.

Ce phénomène est dû à la transformation des réfractions sur eau chaude de la matinée succédant aux réfractions sur eau froide de l'après-midi. L'œil, à hauteur convenable, aperçoit simultanément et en superposition l'horizon surbaissé des réfractions sur eau chaude et l'horizon surélevé des réfractions sur eau froide.

JOUGUET. — Sur la vitesse et l'accélération des ondes de choc de seconde et de troisième espèce dans les fils. — P. 1063.

Théorie mathématique ¹

ANDRÉ LÉAUTÉ. — Sur certaines difficultés que présente l'emploi des développements exponentiels. — P. 1065.

En chaleur, en électricité, on sait l'importance qu'offre la représentation, par une série exponentielle, d'une fonction donnée dans

(1) Voir aussi *C. R.*, 23 octobre et 13 novembre 1911.

un intervalle donné. Mais souvent la série, égale dans tout l'intervalle à la fonction, en diffère aux extrémités. Exemples.

J. DANYSZ. — Sur les rayons β de la famille du radium. — P. 1067.

Suite de l'étude de ces rayons.

L'auteur a obtenu jusqu'à vingt-trois faisceaux de vitesses différentes, comprises entre 0,615 et 0,996, la vitesse de la lumière étant prise pour unité.

FELIX LEPRINCE-RINGUET. — Propriétés géométriques du point représentant la terre dans le diagramme des voltages d'un réseau polyphasé. — P. 1069.

Théorie mathématique et géométrique, que l'expérience à confirmée.

G. TER GAZARIAN ¹. — Sur une relation générale entre les propriétés physiques des corps : application à la viscosité, la capillarité, l'énergie superficielle, la chaleur de vaporisation, le diamètre rectiligne. — P. 1071.

Tableaux vérifiant que

$$q_n = q_1 + c \ t'_n - t'_1,$$

q_1 et q_n sont les nombres représentant une propriété physique (densité, viscosité, etc. comparée aux températures t'_1 et t'_n analogues, c'est-à-dire également éloignées des températures critiques, c est une constante.

ALBERT COLSON. — La dissolécule et la formule de Van t'Hoff. — P. 1074 (?).

RENÉ DUBRISAY. — Sur les équilibres chimiques en solution. — P. 1076.

Théorie montrant que si les composés A, B, C, D, dissous dans une même phase, sont en équilibre chimique et qu'on ajoute un corps inerte chimiquement, mais diminuant la solubilité de A, ce corps A devra partiellement se détruire. Vérification expérimentale : l'addition d'acétone augmente le degré d'hydrolyse du nitrate de bismuth.

¹ Voir aussi C. R., 6 novembre 1911.

² Voir Société de Physique, Résumé des communications, séance du 15 décembre 1911.

ANDRÉ LANCIEU. — Du rhodium colloïdal électrique. — P. 1088.

On part du rhodium pur fondu ; l'excipient est l'eau distillée très pure ; le voltage employé est très élevé, l'intensité faible ; on obtient ainsi un liquide colloïdal brun, à corpuscules de diamètre de l'ordre de $3\ \mu\mu$ et qui est le siège du mouvement brownien et d'un mouvement curviligne de la particule.

H. DOUXAMI. — Sur le tremblement de terre du 16 novembre 1911. — P. 1100.

E. ROTHÉ. — *Id.* — P. 1192.

Résultats enregistrés par le séismographe de Lille ; par un baromètre de gravité à Nancy.

L. LECORNU. — Sur l'équilibrage des moteurs. — P. 1169.

Théorie mécanique.

A. MÜNTZ et E. LAINÉ. — La proportion de CO_2 dans l'air des régions antarctiques. P. 1116.

Il y a diminution de la teneur de CO_2 ($2^1,0324$ de CO_2 dans 10.000 litres d'air. Echantillons de l'expédition Charcot). La teneur moyenne est $2^1,74$.

Louis ROY. — De la viscosité dans le mouvement des membranes flexibles. P. 1133.

Théorie mathématique.

GIROUSSE. — Sur la protection des installations à courant faible contre les perturbations provoquées par les courants alternatifs. — P. 1135.

Pour une ligne télégraphique, si l'on a :

Résistance ohmique totale de la ligne et du Morse récepteur.	7.500 ohms
Pile de ligne.....	150 volts
Impédance de chaque circuit perturbateur pour la fréquence 25.....	2.200 ohms
Résistance de la self de la dérivation.....	500 ohms

Cette ligne peut alors être protégée par le dispositif déjà indiqué par l'auteur (¹), pour une f. é. m. perturbatrice variant brusquement de 0 à 110 volts, la fréquence pouvant varier de 10 0 0 en plus ou en moins.

H. PÉCHEUX. — Résistivité et thermoélectricité du tantale. — P. 1140.

La résistivité et le pouvoir thermoélectrique croissent avec la pureté. Pour un échantillon très pur, on a par exemple :

$$\begin{aligned} \rho_t &= 16,38 (1 + 0,0025t + 0,0000004t^2), \\ \frac{dE}{dt} &= 2,20 + 0,0246t. \end{aligned}$$

Le recuit augmente le pouvoir thermoélectrique.

P. VAILLANT. — Sur les variations de la conductibilité d'un corps phosphorescent sous l'action de la lumière. — P. 1141.

Expériences sur le sulfure de calcium. L'augmentation de conductibilité due à l'énergie rayonnante n'est pas instantanée. Pendant la période d'éclairement, la conductibilité croît lentement, puis plus vite, puis de moins en moins vite, pour passer par un maximum et diminuer lentement. Quand l'éclairement est supprimé, la conductibilité commence toujours par augmenter jusqu'à un maximum, puis décroissance brusque pendant quelques minutes, enfin décroissance régulière, puis lente.

J. CARVALLO. — Sur la conductibilité de l'éther pur. — P. 1144.

Expériences montrant qu'il est impossible d'étudier complètement la conductibilité de l'éther dans des appareils en verre, et que les expériences de M. Schröder ne se rapportaient pas encore à de l'éther pur.

Le courant qui traverse l'éther est $0,93 \cdot 10^{-10}$ ampère, sous 425 volts, pour une colonne de 3 millimètres entre deux électrodes de Pt de 60 8 millimètres.

¹ Voir *C. R.*, t. CLIII, 10 juillet 1911.

GEORGES MESLIN. — Sur l'emploi des prismes biréfringents pour obtenir des franges d'interférence. — P. 1145.

On fait interférer les deux images d'un prisme biréfringent. L'obstacle provenant du mode de polarisation différent des deux images est évité en intercalant un polariseur et un analyseur convenablement orientés. Les franges ne sont pas localisées, mais il faut tenir compte de ce fait que les images fournies par le prisme ne sont pas des foyers autochromes.

A. LAFAY. — Sur le phénomène de Magnus. — P. 1147.

Expériences précisant les recherches ultérieures de l'auteur (1) sur l'inversion du phénomène de Magnus. Il est possible de quadrupler et d'incliner à 45° la poussée que le vent exerce sur un cylindre en lui imprimant un mouvement rapide de rotation.

ANDRÉ BROCHET. — Sur la figuration des lignes équipotentiellees dans un électrolyseur. — P. 1151.

On utilise une cuve plate avec des électrodes qui en occupent toute la hauteur. Les surfaces équipotentiellees seront alors des rubans verticaux dont la projection horizontale se déterminera grâce à une sonde verticale reliée par l'intermédiaire d'un appareil de mesure à zéro avec un potentiomètre réuni aux barres de l'électrolyseur. Figure du réseau ainsi obtenu.

E. FOUARD (2). — Sur le mécanisme de l'osmose. — P. 1152.

Théorie montrant que les hypothèses de MM. Girard et Henri ne modifient pas le sens des diverses observations de l'auteur.

P. GAUBERT. — Sur les indices de réfraction des cristaux. — P. 1158.

Tableau des indices des cristaux liquides de quelques éthers-sels de la cholestérine mélangés entre eux ou soit à des substances

1) *C. R.*, 14 novembre 1910.

2) Voir Société de Physique, Résumé des communications, séance du 1^{er} décembre 1911.

fondues isotropes, soit à des liquides anisotropes très biréfringents et positifs.

P. VILLARD et H. ABRAHAM. — Mesures de potentiels explosifs entre 20 000 et 300.000 volts. — P. 1201.

Utilisation de la machine à vingt plateaux⁽¹⁾ avec adjonction de capacités pour régulariser le potentiel. Entre électrodes planes indéfinies, à potentiels sensiblement égaux et de signe contraire et au-dessus de 30.000 volts, le potentiel explosif est une fonction linéaire de la distance des électrodes :

$$V \text{ (volts)} = 5,200 + 26.200x \text{ (centimètres).}$$

La constante : 26.200 volts par centimètre, est donc la rigidité électrostatique limite de l'air à 0,76.

À quelques centièmes près, entre électrodes sphériques égales portées à des potentiels symétriques et pour des longueurs d'étincelles inférieures au rayon des sphères, le potentiel explosif est représenté par la formule précédente.

Tableau des distances explosives pour un éclateur dissymétrique.

HENRI RENAN. — Résultats de la discussion des observations faites par MM. Lancelin et Tsatsopoulos pour déterminer par la T. S. F. la différence de longitude entre Paris et Bizerte. — P. 1211.

La différence est $29^m 52^s,40 \pm 0^s,01$.

A. SORET. — Audiphone magnétique bilatéral. — P. 1214.

L'appareil présente cette particularité que le microphone transmetteur et le téléphone récepteur sont contigus, formant un bloc minuscule de quelques grammes et s'engageant par un embout dans le conduit auditif.

Il est préférable d'avoir un appareil par oreille, même si l'une est bonne.

¹ C. R., t. CLII, p. 1176.

G. REBOUL. — Impressions photographiques sur cuivre. — P. 1215.

La plaque sensible s'obtient en plongeant une lame de Cu parfaitement polie dans un récipient plein de Cl ou de vapeurs de Br. On la place dans un châssis-presse sous un négatif et on l'expose aux rayons du soleil ou de l'arc. La sensibilité diminue avec l'épaisseur de la couche superficielle.

La transformation opérée sur le sel insolé n'est pas stable ; il y a rétrogradation lente et spontanée dans l'obscurité, d'autant plus rapide que la couche sensible est plus grande, mais la rétrogradation ne fait pas disparaître la sensibilité.

Les images se fixent avec des solutions très étendues de sels d'or ou d'argent en présence d'hyposulfite.

JACQUES DUCLAUX. — Absorption des gaz par les corps poreux. — P. 1217.

Dans des volumes égaux et très petits, les irrégularités du mouvement moléculaire font que l'un de ces volumes contient ou plus de molécules ou des molécules de plus grandes vitesses. Ceci peut expliquer la catalyse⁽¹⁾ ; cela peut intervenir dans l'absorption. Celle-ci est d'autant plus grande que les cavités sont plus petites, le gaz plus éloigné de l'état parfait et ne dépend que très peu de la nature chimique et de l'atmicité.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Sur la stabilité des divers types de poudre sans fumée vis-à-vis des rayons ultra-violetts. — P. 1220.

Les rayons ultra-violetts accélèrent la décomposition spontanée des poudres et permettent de contrôler et compléter les épreuves de stabilité vis-à-vis de la chaleur. La poudre B résiste mieux aux rayons ultra-violetts que les poudres à nitroglycérine.

G. BOIZARD.

⁽¹⁾ C. R., t. CLII, 1911.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XXII ; décembre 1911.

H. WILDE. — Sur l'origine des comètes et des anneaux de Saturne. — P. 741-755.

Les comètes, d'après l'auteur, ne seraient pas étrangères au système solaire ; on a d'ailleurs trouvé pour certaines d'entre elles les mêmes orbites que pour certains courants de météores. Les comètes seraient produites par des projections issues des planètes ; leur mouvement serait direct quand la direction de la projection coïncide avec le mouvement orbital, rétrograde dans le cas contraire ; l'inclinaison sur le plan de l'écliptique provient de ce que la projection a lieu plus ou moins à angle droit avec l'orbite planétaire.

La tache rouge de Jupiter, si persistante, est sans doute une source de projections ; la vitesse orbitaire de Jupiter est de 8 milles, toute projection se faisant avec une vitesse supérieure donnera un satellite animé d'un mouvement rétrograde. Jupiter est probablement le siège de puissantes éruptions volcaniques, les taches brillantes que l'on aperçoit sur la planète en sont la preuve. Quant aux ceintures gazeuses que l'on voit, elles proviennent d'éruptions ; le caractère de ces couches, leur couleur rappellent la fameuse éruption du Krakatoa.

En ce qui concerne Saturne, ses anneaux sont vraisemblablement de même provenance ; lorsque l'activité de la planète n'a pas été suffisante pour lancer des masses pouvant donner naissance à des satellites ou à des matières, les éruptions n'ont pu projeter que des particules plus petites, et, si l'éruption dure pendant plusieurs rotations de la planète, un anneau pourra prendre naissance. On sait, d'autre part, que les anneaux de Saturne sont constitués par des particules très petites, diminuant de nombre du premier anneau au troisième. L'auteur calcule les éléments de ces anneaux.

La lumière zodiacale serait due à des projections de particules très fines émises par le Soleil.

H. WILDE. — Sur la durée de rotation des anneaux de Saturne. — P. 949 950.

Calcul de la durée de rotation des anneaux de Saturne.

ED. SALLES.

KINOSHITA, NISHIKAWA et S. ONO. — Sur la proportion des produits radioactifs présents dans l'atmosphère. — P. 821-840.

En 1901, Geriel et Ester ont montré l'existence des produits radioactifs dans l'atmosphère en les recueillant sur un fil chargé négativement. Les auteurs ont repris ces expériences en cherchant à déterminer non seulement le pourcentage et la nature des produits radioactifs présents dans l'air de Tokio, mais aussi le mécanisme du dépôt de ces produits.

Ils ont trouvé qu'il ne se dépose que du radium A et du thorium A.

Le nombre de particules de radium A déposées par seconde, par unité de longueur de fil, dépend de la mobilité des particules, de la hauteur du fil au-dessus du sol et de sa charge, mais est indépendant de l'agitation de l'atmosphère et de la vitesse du vent au-dessus d'une certaine limite.

Les variations de la pression atmosphérique semblent n'avoir aucune influence sur la quantité d'émanation contenue dans l'air, qui est égale, à Tokio, à 5×10^{12} curie par mètre cube (1 curie = quantité d'émanation en équilibre radioactif avec 1 gramme de radium).

R.-W. BOGLE. — La solubilité de l'émanation du radium. Application de la loi de Henry aux basses pressions partielles. — P. 840-854.

Von Traubenberg, le premier, constata que l'émanation du radium se partage d'une façon définie entre l'eau et l'air en contact. Il supposa que la loi de Henry s'appliquait, et il en déduisit le coefficient d'absorption, ou la solubilité, définie comme le rapport des émanations dans le gaz et le liquide.

Dans le cas de l'émanation du radium, il est préférable de définir comme suit la solubilité : Soit v_1 un volume de liquide en contact avec un volume v_2 de gaz ; après l'établissement de l'équilibre, une partie e_1 de l'émanation est dissoute dans le liquide, et e_2 reste dans le gaz. Le coefficient de solubilité est alors :

$$\frac{e_1}{v_1} : \frac{e_2}{v_2}.$$

D'après la loi de Henry, ce coefficient, à une température donnée, doit être indépendant de la concentration de l'émanation, de la nature et de la pression du gaz existant. Il ne doit dépendre que de la nature

des liquides absorbants. Le rapport, d'autre part, doit diminuer quand la température s'élève. On sait que la loi de Henry n'est vraie que pour les solutions diluées et pour les corps ne réagissant pas l'un sur l'autre : c'est le cas de l'émanation.

L'auteur a vérifié que ces conclusions sont exactes et que la loi de Henry s'applique.

Si l'on compare la solubilité dans l'eau de l'émanation avec celle de divers gaz, en adoptant la définition précédente du coefficient d'absorption, on trouve, pour la température de 14° :

Hydrogène.....	0,02
Azote.....	0,02
Oxygène.....	0,04
Oxyde d'azote.....	0,28
Acide carbonique.....	1,1
Hydrogène sulfuré.....	3,3
Emanation.....	0,303

L'émanation est insoluble dans le mercure, très soluble dans les liquides organiques (alcool éthylique absolu, 24 fois ; alcool amylique, 31 fois ; toluène, 45 fois plus que dans l'eau.)

H. LIVENS. — Quelques problèmes sur le mouvement des sphères chargées.
P. 943-948.

Mémoire mathématique dans lequel l'auteur retrouve, par une méthode plus simple, les résultats d'un travail de Walker sur la vibration et la rotation des sphères chargées.

H. VIGNERON.

O. STUHLMANN. — Différence entre les effets photoélectriques en lumière incidente et émergente. — P. 854-864.

L'auteur a montré antérieurement ⁽¹⁾ que, si un faisceau ultraviolet provenant d'un arc au fer traverse une pellicule de platine assez mince pour qu'on puisse négliger l'absorption, l'effet photoélectrique dû au faisceau qui a traversé la pellicule est plus intense que celui que peut produire le faisceau incident.

Dans ce nouveau travail, M. Stuhlmann étend à différents métaux

¹ Voir *Phil. Mag.*, XX, p. 333, août 1910 ; *Nature*, 12 mai 1910.

ces résultats qui ont été confirmés par M. Kleeman (1). La méthode électrométrique consiste à mesurer le courant de saturation entre deux lames minces de quartz métallisées dont l'une est toujours tournée face à la lumière ; l'autre pouvant être retournée. Les métaux essayés sont Mg, Cu, Zn, Ag, Sn, Pt, Pb, Fe. Si on les range suivant les poids atomiques croissants, une certaine périodicité apparaît dans le rapport de l'intensité des effets photoélectriques en lumière émergente et incidente. L'auteur se propose d'étudier l'influence de la longueur d'onde sur le phénomène.

C.-W. HEAPS. — Action du champ magnétique sur les résistances métalliques.
P. 900-906.

Expériences dans un champ longitudinal et transversal. Une grosse difficulté est la constance nécessaire de la température.

Dans un champ longitudinal, la résistance du fer et du nickel croît jusqu'à une valeur limite. Dans un champ transversal, Grunmach a montré qu'il existe un maximum suivi d'une diminution notable de la résistance.

Pour le cadmium, l'accroissement relatif est proportionnel au carré du champ dans les deux cas, ce qui est conforme à la théorie de Drude.

La résistance de l'alliage de Heusler diminue toujours (les expériences n'ont été faites ici que jusqu'à 10 000 gauss).

Ces résultats sont en désaccord partiel avec la théorie des électrons, qui, d'après Adams (2), prévoit un effet longitudinal plus grand que l'effet transversal.

Cu.-T. KNIPP. — Rayons positifs provenant d'une cathode de Wehnelt
note préliminaire. — P. 926-933.

L'auteur est parvenu à faire des mesures sur ces rayons en augmentant leur vitesse au moyen d'un condensateur auxiliaire placé derrière la cathode incandescente qui est percée de trous. Ensuite viennent les champs électrostatique et électromagnétique, puis une plaque photographique ; à côté de la radiation primaire, on trouve une radia-

(1) *Nature*, 19 mai 1910; *Proc. R. S. A.*, LXXXIV, 1910.

(2) *Phys. Rev.*, XXIV, p. 428 : 1907.

tion secondaire ; on en voit les deux traces paraboliques sur quelques photographies.

La valeur de $\frac{e}{m}$ concorde avec celle trouvée par J.-J. Thomson, dans le cas des rayons positifs ordinaires, produits à haute différence de potentiel.

A. GRUMBACH.

S.-A. SHORTER. — Sur l'application de la théorie du potentiel chimique à la théorie thermodynamique des solutions. — P. 933-942.

Ce mémoire, qui est une application de la théorie du potentiel chimique de Gibbs, est purement mathématique.

L'auteur y expose :

- 1° La théorie du potentiel chimique d'un système binaire ;
- 2° La théorie thermodynamique de la pression osmotique ;
- 3° La relation entre la pression osmotique et la tension de vapeur ;
- 4° Comment on pourrait expérimentalement déterminer certaines fonctions qui figurent dans les formules.

J.-W. NICHOLSON. — Sur une théorie relative à la structure des éléments chimiques. — P. 864-889.

L'auteur suppose que tous les éléments chimiques sont formés par quatre substances primaires : le coronium, l'hydrogène H, le nébulium Nu et le protofluor Pf.

Le coronium présent dans la couronne solaire est un atome qui ne contient que deux électrons décrivant la même trajectoire autour du noyau positif. Pour l'hydrogène, le nébulium et le protofluor, le nombre respectif des électrons est 3, 4 et 5.

L'hydrogène des chimistes est un polymère du corps à 3 électrons, le nébulium est l'élément source des principales lignes du spectre des nébuleuses et le protofluor se trouverait, comme le coronium, dans la couronne solaire.

Moyennant certaines hypothèses, il se trouve que l'inertie électromagnétique est $Kn^{\frac{3}{2}}$, n étant le nombre d'électrons contenus dans l'atome et K une constante.

Pour l'auteur, cette inertie représente le poids atomique et, en

choisissant convenablement K, on trouve pour poids atomiques des quatre substances primaires :

Coronium.....	0,51282
Hydrogène.....	1,008
Nebulium.....	1,6281
Protofluor.....	2,3651

M. Nicholson indique ensuite la structure, a partir de ces quatre éléments fondamentaux, des corps simples des chimistes.

Ainsi :

	Poids atomiques	
	calculés	observés
He = Nu + Pf.....	3,989	3,99
C = 2 Nu + Pf) + 4H.....	12,008	12,00
N = 2 (Nu + Pf) + 6H.....	14,02	14,03

Cette étude s'étend aux gaz inertes, argon, krypton, xénon et niton émanation), ainsi qu'aux métaux.

AUBERT.

H.-A. BUMSTEAD. — Sur l'émission d'électrons par les métaux sous l'influence des rayons α . — P. 907-922.

L'auteur a étudié l'émission des électrons émis par des feuilles d'or ou d'aluminium sous l'influence des rayons α émis par du polonium. Les conclusions de cette étude sont les suivantes :

1° L'émission des électrons ou rayons δ secondaires varie avec la vitesse des rayons α excitateurs d'une façon tout à fait analogue à la façon dont varie l'ionisation des gaz produits par les mêmes rayons α . Cette émission croît d'abord rapidement, puis décroît de la même façon quand les rayons α arrivent à la fin de leur course, et les courbes obtenues présentent toutes les caractéristiques des courbes d'ionisation obtenues dans les gaz par Bragg ;

2° Les courbes d'émission sont décalées du côté des axes par rapport aux courbes d'ionisation des gaz et ne présentent pas un coude aussi marqué. Elles sont jusqu'ici d'accord avec ce que l'on sait du retard que les métaux font subir aux rayons α et avec l'hypothèse que la perte d'énergie par les particules α est due à une ionisation des molécules du métal. Cependant l'étroite ressemblance des courbes de l'or et de l'aluminium ne s'accorde pas avec ce point de vue ;

3° Quand on considère les différences que présentent les courbes d'ionisation des différents gaz, on est surpris de la ressemblance des courbes d'émission relatives à l'or et à l'aluminium, et l'on est amené à se demander si les effets observés sont tous dus aux métaux eux-mêmes ou s'ils ne devraient pas plutôt être attribués dans les deux cas à une couche de gaz adsorbé.

L'auteur annonce qu'il poursuit des recherches à ce sujet.

E.-P. ADAMS. — Sur l'électrostriction. — P. 889-900.

L'auteur applique à différents problèmes d'électrostriction les équations générales de l'équilibre des solides élastiques.

Dans le cas d'un condensateur cylindrique dont les armatures adhèrent au diélectrique solide, il obtient une formule différente de celle de Sacerdote, et d'après laquelle l'allongement par unité de longueur est nul, si l'on suppose que l'existence des tensions dans le diélectrique ne modifie pas la constante K de ce diélectrique.

Ce résultat, contraire à celui qui découle de la formule donnée par Sacerdote, serait conforme aux expériences de More.

L'auteur applique la même méthode de calcul, au cas où les armatures du condensateur cylindrique seraient séparées du diélectrique solide par une mince couche de diélectrique liquide, au problème de l'accroissement de volume intérieur d'un condensateur sphérique ou d'un condensateur cylindrique terminé par deux calottes hémisphériques. Dans ce dernier cas, étudié expérimentalement par Wüllner Wien (1), le résultat du calcul concorde assez bien avec les nombres fournis par les mesures.

R. ROSSI. — Sur une relation entre les volumes atomiques et les spectres des éléments. — P. 922-925.

En représentant graphiquement les variations du logarithme de la fréquence limite ν_0 commune aux deux séries secondaires d'un spectre en fonction du logarithme du volume atomique v de l'élément, l'auteur est arrivé à établir la relation simple :

$$\nu_0 = Av^{-B},$$

où A et B sont des constantes pour un même groupe de Mendeléf,

(1) *Annalen der Physik*, t. IX, p. 4217; 4902.

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Janvier 1912.)

et dont la variation, quand on change de groupe, n'a pu être ordonnée suivant aucune loi simple.

Les séries principales ne semblent pas obéir à la même loi.

F. CROZE.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXVI, n^{os} 11, 12, 13, 14, 15; 1911.

W. v. ULJANIN. — Sur l'emploi du tube de Zehnder comme indicateur des oscillations électriques. — P. 119-124.

Pour déceler les oscillations électriques au moyen d'un tube de Zehnder réuni aux pôles d'une machine électrostatique, on peut :

1^o Placer en dérivation avec le tube de Zehnder un autre tube à vide muni d'électrodes mobiles dont on règle l'écartement à la valeur limite permettant la décharge ; le tube de Zehnder ne s'illumine que pendant le temps où le résonnateur est excité ;

2^o Placer l'anode près de l'éclateur ; au moment où on excite le résonnateur, la colonne lumineuse s'infléchit nettement et l'espace sombre entourant la cathode augmente d'étendue ;

3^o Relier au pôle négatif de la machine électrostatique l'électrode placée près de l'éclateur ; on favorise de la sorte l'ionisation, et, au moment où le résonnateur est excité, l'étincelle est accompagnée d'une vive luminosité.

La présence de quelques grains de bromure de radium dans un tube de Zehnder augmente beaucoup sa sensibilité.

PAUL DE LA GORCE.

W. NERNST. — Sur l'énergie interne des corps solides. — P. 393-440.

Une des conséquences de la théorie cinétique quantitative d'Einstein est que la chaleur spécifique des corps cristallisés doit tendre vers zéro quand la température tend vers le zéro absolu.

L'auteur s'est proposé d'attaquer expérimentalement la question et de vérifier cette conséquence pour les solides cristallisés et même pour les corps amorphes (ou liquides surfondus).

Malheureusement les méthodes habituelles de mesure des chaleurs spécifiques ne donnent que des valeurs *moyennes* dans un certain intervalle de température.

Aussi l'auteur, avec l'aide d'Eucken, utilise-t-il une méthode qui permet d'obtenir les chaleurs spécifiques vraies à chaque température, méthode déjà employée en principe par Gaede.

Elle consiste à échauffer de quelques degrés la substance, qui sert elle-même de calorimètre, à l'aide d'un courant électrique d'intensité connue et parcourant une résistance connue noyée dans la substance : l'énergie calorifique fournie est donc mesurable. L'élévation de température est donnée par la spirale chauffante elle-même, fonctionnant, après et avant l'expérience, comme thermomètre à résistance. Enfin, en plaçant la substance dans un vase de Dewar, maintenu lui-même dans un bain à basse température, on peut opérer dans l'intervalle de -230° à 0° . Les variations propres de température de la substance, quelle que soit la température initiale à laquelle on la porte, sont simplement de l'ordre de grandeur de celles qui affectent un calorimètre ordinaire à la température ambiante, et les mêmes corrections permettent d'en tenir compte.

Les basses températures étaient obtenues jusqu'à 70° et 60° absolus dans l'air liquide et jusqu'à 22° ou 16° absolus dans l'hydrogène liquide, avec ou sans ébullition dans le vide.

Cette méthode a permis de vérifier avec un plein succès les prévisions de la théorie, et ce pour un grand nombre de corps amorphes ou cristallisés, en ce sens que la chute vers le zéro absolu des chaleurs spécifiques se produit à température plus ou moins basse, et d'une façon plus ou moins complète, mais *se produit toujours*.

Le mémoire se termine par des considérations théoriques et générales dont l'intérêt n'est pas moindre que celui des recherches expérimentales.

Nernst et Lindemann proposent de modifier la théorie quantitative de Planck-Einstein : voici le résultat principal auquel ils aboutissent :

Si l'on suppose que ceux des atomes qui sont unis dans l'état de repos, soit dans les corps solides, soit dans les gaz, absorbent l'énergie cinétique en quantité $\epsilon = h\nu$ et l'énergie potentielle, au contraire (c'est-à-dire le travail accompli contre les forces ramenant les atomes à leur position de repos, *en quantité moitié moindre*, on

obtient pour valeur de l'énergie interne W par atome-gramme :

$$W = \frac{3}{2} R \left(\frac{\beta\nu}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1} + \frac{\frac{\beta\nu}{2}}{e^{\frac{\beta\nu}{2T}} - 1} \right),$$

où $\beta = 4,86 \cdot 10^{-11}$ et $\nu =$ fréquence des atomes.

Cette formule fournit *simultanément*, ce qui n'est jusqu'ici le cas pour aucun autre principe :

1° La loi du rayonnement de Planck ;

2° Les variations, déterminées par l'expérience, des chaleurs atomiques des corps simples ou composés ;

3° Le moyen de calculer, *en valeur absolue*, la chaleur spécifique des solides et des gaz, quand on connaît le nombre de vibrations ν obtenu par les méthodes optiques, pourvu que, parmi les particules en vibration ne figurent que celles chargées d'électricité (ions), comme c'est le cas, par exemple, pour les électrolytes binaires.

Pour les corps dont les atomes possèdent diverses fréquences propres, la chute aux basses températures est moins rapide, conformément à la théorie ; en introduisant dans les calculs les diverses fréquences, on obtient encore un accord satisfaisant avec l'expérience.

Comme cas de fréquence unique, on peut citer Al, Cu, Ag, Pb, Hg, Zn, I, C (diamant), puis KCl, NaCl, KBr. Dans tout l'intervalle de température examiné, l'accord de la formule précédente avec les mesures est excellent, tandis que la formule primitive d'Einstein est complètement en défaut aux basses températures. Pour les trois sels cités plus haut, la fréquence ainsi calculée par voie thermique est en complet accord avec la moyenne des deux nombres (d'ailleurs peu différents) obtenus avec les méthodes optiques par Rubens et Hollnagel ; par suite, l'énergie peut ici se calculer théoriquement avec une parfaite exactitude, sans avoir recours à une mesure calorimétrique.

Il paraît donc nécessaire de modifier la théorie de Planck-Einstein, que l'expérience ne confirme pas au point de vue quantitatif ; c'est cette modification qui fait l'objet du mémoire que publient, en même temps que celui-ci, Nernst et Lindemann dans la *Zeitschrift für Electrochemie*.

Mais, au point de vue qualitatif, les présentes recherches con-

firmement d'une façon absolue les résultats de la théorie d'Einstein, qui apparaît, par suite aujourd'hui, dans le domaine de l'énergie interne, ainsi qu'auparavant dans celui de l'énergie rayonnante, comme particulièrement remarquable et fructueuse.

Nulle part on ne trouve le moindre appui expérimental à l'hypothèse qu'il y aurait une différence caractéristique entre l'énergie interne des métaux et celle des corps non métalliques; par suite doit disparaître tout ce qui, dans la théorie électronique actuelle des métaux, repose sur cette hypothèse.

En d'autres termes, il faut ou bien considérer l'équation des gaz comme inapplicable aux électrons libres, ou bien supposer que le nombre de ceux-ci est infiniment petit vis-à-vis de celui des atomes métalliques.

Les mesures expérimentales ainsi que les considérations théoriques contenues dans ce travail confirment ce fait qu'avant même d'atteindre le zéro absolu, les chaleurs atomiques aussi bien des éléments que des combinaisons deviennent infiniment petites. D'où résulte (d'accord du reste en cela aussi bien avec la théorie quantitative de Planck-Einstein qu'avec celle modifiée par Nernst et Lindemann) que toutes les propriétés des corps solides, tant amorphes que cristallisés, dont l'origine est dans les atomes, doivent être indépendantes de la température si celle-ci est assez basse. Dans ce cas se trouvent les fonctions thermodynamiques, et par suite le théorème thermodynamique de l'auteur apparaît comme cas particulier d'une loi très générale.

CH. LEENHARDT.

HANS HESS. — Sur la plasticité de la glace. — P. 449-492.

L'auteur s'est proposé d'expliquer *pourquoi la vitesse d'écoulement de la glace comprimée par un orifice déterminé croît constamment à pression et température constantes.*

Dans ce but, la glace est soumise dans des cylindres en métal ou en bois, et à l'aide de pistons plongeurs bien travaillés, à des pressions pouvant aller jusqu'à 6.000 kilogrammes par centimètre carré. Un grand nombre de mesures ont permis de construire la surface représentative de fusion de la glace, en portant respectivement sur les trois axes de coordonnées les températures (entre 0 et -20°), les pressions, et les vitesses de fusion de la glace.

Les propriétés fondamentales de la surface de fusion sont les suivantes :

1° A température constante, la vitesse de fusion croît très vite quand la pression croît ;

2° A pression constante, la vitesse de fusion croît très vite quand la température croît ;

3° Si la température décroît, un fort accroissement de pression est nécessaire pour maintenir constante la vitesse de fusion ;

4° Au voisinage de l'axe des températures, la surface de fusion est fortement incurvée, et tombe bien au-dessous de la surface de fusion théorique. Il semble donc que la glace se liquéfie lorsque la pression est encore bien inférieure à la pression de fusion vraie. L'auteur n'a pu expliquer complètement le phénomène. Il ne peut être attribué à la compressibilité de la glace, qui est bien trop faible pour jouer un rôle important. La cause en paraît être un afflux de chaleur dont le piston plongeur serait le siège, puisqu'il est en contact avec le bâti d'une presse hydraulique dont la température est toujours supérieure à celle de la glace comprimée. C'est ce qui expliquerait que le désaccord est surtout grand aux faibles vitesses, tandis que, pour les grandes vitesses la surface pratique tend asymptotiquement vers la surface théorique.

D'autres recherches ont été faites en observant l'écoulement de la glace par un canal traversant le piston suivant son axe. Le résultat général est que : *la plasticité de la glace est déterminée par la proportion d'eau qu'elle renferme*. Cette proportion μ peut être calculée facilement si le changement d'état de la glace par pression se fait adiabatiquement. L'auteur arrive à la formule :

$$\mu = - 0,007t + 0,0004t^2.$$

Ce résultat répond à la question que l'auteur s'était posée. Lorsque de la glace est soumise à une pression et une température déterminées, une portion de glace se liquéfie, la plasticité de la glace augmente, et par conséquent aussi sa vitesse d'écoulement à pression constante.

Ces faits sont applicables à la théorie du mouvement des glaciers. Dans la masse du glacier, les changements d'états sont adiabatiques, et par conséquent la plasticité augmente avec la profondeur (d'après la formule précédente). Le crevassement du glacier est dû à ces différences de plasticité : la glace superficielle est plus cassante que la glace profonde.

Si on considère maintenant le fond du glacier, le lit glaciaire y joue le rôle du piston dans les recherches de laboratoire. Par suite de l'afflux de chaleur venant de la terre, la surface représentative de fusion est déformée, comme nous l'avons vu, et pour une pression donnée, la vitesse de fusion est plus grande que celle que prévoit la surface théorique. La vitesse de fusion n'est plus limitée que par la vitesse avec laquelle de la glace nouvelle peut venir remplacer celle qui est fondue.

L. BRUNINGHAUS.

H.-G. MÖLLER. — Accroissement de résistance par les oscillations électriques des conducteurs subdivisés. — P. 738-778.

Dolezalek avait proposé, pour remédier à l'inconvénient de l'accroissement de résistance des bobines faites d'un conducteur massif et parcourues par du courant alternatif de haute fréquence, de les constituer au moyen d'un cordonnet de fils isolés et tournés de telle façon qu'ils fussent alternativement au centre ou à la périphérie du cordonnet. Or ce procédé est inefficace, comme l'ont montré des expériences recentes de Lindemann (¹).

Ce dernier, étudiant les résistances de deux bobines, l'une constituée par un fil massif, l'autre par un cordonnet composé de 180 fils émaillés de 0^{mm},12 de diamètre, ayant toutes deux en courant continu la même résistance 0,089 ohm, constata que, tandis que la résistance en fonction de la fréquence de la bobine en fil massif croissait d'abord très rapidement, puis plus lentement, l'augmentation de résistance de la deuxième bobine était à peu près proportionnelle au carré de la fréquence, que pour $7,5 \cdot 10^6$ périodes, cette augmentation de résistance atteignait celle de la première bobine pour lui devenir ensuite supérieure.

Möller veut prouver que, pour expliquer ce phénomène, il n'est pas nécessaire d'invoquer les courants de déplacement dans l'isolant du fil. Par des considérations très simples, il montre que, dans le cas du cordonnet dont tous les brins sont parcourus par des courants égaux, on peut calculer la valeur du champ en un point d'un des fils, en négligeant l'action de ce fil, et il démontre que, dans ces conditions, l'accroissement de résistance du cordonnet est proportionnel au

¹ *Verhandlung der Deutsch. Physik. Gesell.*, t. 11, n° 22, p. 632.

carré de la fréquence et à la quatrième puissance de son diamètre. Dans le cas du fil massif, il arrive un moment où une partie du fil est seule parcourue par le courant. On peut l'assimiler à un cordonnet dont le diamètre diminuerait avec la fréquence, et on voit immédiatement que, pour les fréquences élevées, la résistance du fil massif croît moins vite que le carré de la fréquence, et que, par suite, la courbe représentant cette augmentation de résistance en fonction de la fréquence doit couper la courbe relative au cordonnet.

L'auteur établit ensuite les formules donnant l'augmentation de résistance en fonction de la fréquence des bobines.

Dans le cas d'une bobine enroulée avec un fil massif circulaire, il trouve :

$$\frac{R}{R_0} = 0,58 x \frac{\sin 2x + \sin \text{hyp } 2x}{\cos \text{hyp } 2x - \cos 2x},$$

avec :

$$x = (r_a - r_i) \sqrt{2\pi n c}.$$

r_a , r_i , rayons extérieur et intérieur du bobinage ;

n , nombre de périodes du courant en 2π secondes ;

c , conductivité du métal constituant le fil.

Cette formule (identique à celle obtenue par Summerfeld) ne s'applique qu'à des fréquences assez élevées pour qu'on puisse remplacer les fonctions de Bessel à argument imaginaire par des exponentielles.

Pour le cas d'une bobine constituée par un cordonnet de section circulaire et formé de fils ronds, il obtient la formule :

$$\frac{R}{R_0} = 0,58 \gamma^2 \left[\frac{V_0 - 1 + \mu}{2} x \frac{\sin \text{hyp } 2x + \sin 2x}{\cos \text{hyp } 2x + \cos 2x} - \frac{V_0 - 1 + \mu}{2} 2x \frac{\sin x \cos \text{hyp } 2x + \cos x \sin \text{hyp } x}{\cos \text{hyp } 2x - \cos 2x} - \mu \right],$$

avec :

$$\gamma^2 = \frac{\pi}{4}, \quad \mu = \sqrt{\frac{6}{\pi} V_0 - 1},$$

v_0 étant le nombre des fils qui constituent le cordonnet, x ayant la même signification que précédemment.

Appliquées aux expériences de Lindemann, ces deux formules donnent bien pour abscisse du point d'intersection des deux courbes, la valeur trouvée expérimentalement.

R. JOUAUST.

Z. KLEMENSIEWICZ. — Sur la mise en liberté d'ions positifs par les métaux chauffés. — P. 796-814.

L'auteur a cherché à mettre en évidence l'origine du phénomène en employant notamment des fils qui avaient été polarisés, soit comme cathode, soit comme anode, dans un voltamètre, et en faisant varier la pression et la nature du gaz où ils sont maintenus pendant les mesures d'ionisation.

D'après M. Klemensiewicz, l'émission d'ions positifs est due généralement aux gaz occlus, les réactions chimiques n'ayant qu'un rôle secondaire. Enfin, en employant dans le vide des fils de platine saturés d'hydrogène, il n'a obtenu qu'une faible émission d'électrons ; au contraire, un fil non saturé d'hydrogène émet dans l'hydrogène à la pression atmosphérique un courant mille fois plus grand ; ce résultat est contraire à l'hypothèse de Thomson, qui attribue cette émission de charges négatives à la solubilité du gaz dans le métal. Un effet de surface est plus vraisemblable.

A. GRUMBACH.

ERNST THOMSEN. — Sur le frottement intérieur des mélanges gazeux. — P. 815-833.

Graham avait déjà constaté l'existence d'un maximum pour la valeur du coefficient de frottement du mélange $H^2 + CO^2$ à diverses pressions ; un tel maximum a été également mis en évidence par Tänzler pour le mélange argon-hélium.

Puluj a donné une formule reliant les coefficients de frottement aux poids moléculaires et aux pressions partielles et totale, d'après laquelle on peut prévoir l'existence de ce maximum. De l'étude de cette formule il résulte que les conditions favorables à l'obtention du maximum sont que les deux gaz aient des coefficients de frottement très voisins et des poids moléculaires très différents.

D'après cela on peut prévoir que l'hydrogène (en dehors du cas connu $CO^2 + H^2$) donnera un maximum en mélange avec l'éthylène et l'ammoniaque, tandis que rien d'anormal ne se produira avec l'azote et l'oxygène. De plus, l'ammoniaque, gaz encore relativement léger, doit donner un maximum avec l'éthylène.

L'étude expérimentale de ces différents mélanges a confirmé en tous points l'exactitude qualitative de la formule de Puluj. Au point

de vue quantitatif, comme on l'a déjà constaté, la formule de Puluj n'est que grossièrement approchée.

W. OSTWALD. — Sur la théorie des troubles critiques. — P. 848-854.

On sait que le trouble qui se produit dans les fluides au voisinage du point critique s'explique par le fait que leur densité éprouve, conformément à la théorie cinétique, des variations locales positives ou négatives, distribuées sans ordre dans le temps et dans l'espace, et qui augmentent considérablement au voisinage du point critique. Le trouble est l'indice optique de ce défaut d'homogénéité de la densité.

Les conclusions de la théorie (Smoluchowski) sont que l'intensité i du trouble à une température donnée est inversement proportionnelle à la différence entre cette température et la température critique T_k :

$$i(T - T_k) = K.$$

Une vérification expérimentale de cette formule a été donnée par Keesom ¹ au moyen de mesures sur le trouble critique de liquéfaction de l'éthylène.

Or la théorie est également applicable aux phénomènes critiques présentés par le mélange de deux phases liquides partiellement solubles l'une dans l'autre. Des mesures de l'intensité du trouble critique dans le mélange eau, acide isobutyrique ont été faites par Friedländer. L'auteur a appliqué ces données à la vérification de la formule précédente.

On trouve que cette vérification est bonne, mais seulement à partir de 0°,1 environ au-dessus du point critique. Le désaccord est d'autant plus grand que la température d'expérience est plus proche de la température critique; la formule donne toujours des nombres trop grands, de sorte que sur ce point la théorie demande à être complétée. Ces conclusions concordent exactement avec celles de Keesom.

M. KNUDSEN et S. WEBER. — Résistance de l'air au mouvement lent de petites boules. — P. 981-994.

Des considérations théoriques ont conduit Cunningham à représenter cette résistance K en fonction du coefficient de frottement

¹) *J. de Phys.*, 3^e série, t. I, p. 779; 1911.

intérieur η de la vitesse v (supposée petite et constante) et du rayon R de la boule, par la formule :

$$K = 6\pi\eta Rv \left[1 + A \frac{\lambda}{R} \right]^{-1},$$

où λ est le parcours moyen des molécules gazeuses et A une constante comprise entre 0,8 et 1,6. Les expériences de Mac Kechan ⁽¹⁾ ont conduit pour A à la valeur 1.

Si λ est infiniment petit vis-à-vis de R , on tombe sur la formule de Stokes. Mais le cas où $\frac{\lambda}{R}$ est fini présente en ce moment un intérêt spécial, en raison de l'emploi que l'on fait de la formule précédente pour la détermination de la quantité élémentaire d'électricité. Aussi les auteurs du présent mémoire ont-ils jugé nécessaire d'en entreprendre une nouvelle vérification.

Ils ont opéré par la méthode des oscillations. Un fil fin et horizontal de platine est suspendu en son milieu par un fil vertical muni d'un miroir.

Le tout était placé dans une cloche où l'on pouvait faire le vide. On déterminait d'abord l'amortissement des oscillations de ce système à diverses pressions ; puis on ajoutait une boule de verre de rayon connu à chacune des extrémités du fil de platine, et on faisait une nouvelle série de mesures.

La valeur de la résistance K se déduit simplement de la connaissance des décrets logarithmiques dans le premier et le second cas. Quant à λ , il est donné en fonction de la pression p du gaz qu'on mesurait, par la formule :

$$p\lambda = \frac{\sqrt{\frac{\pi}{8}}}{0,30967} \frac{\eta}{\sqrt{\rho_1}},$$

η étant le coefficient de frottement et ρ_1 le poids spécifique du gaz sous une pression de 1 dyne par centimètre.

Dans ces conditions, la formule purement empirique qui représente le mieux les résultats, à une température donnée, est :

$$K = 6\pi\eta Rv \left[1 + 0,68 \frac{\lambda}{R} + 0,35 \frac{\lambda}{R} e^{-1,85 \frac{R}{\lambda}} \right]^{-1}.$$

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 953 ; 1911.

Les résultats expérimentaux, d'accord avec la formule à quelques centièmes près, montrent que le coefficient de résistance $K = \frac{K}{v}$ croît de zéro, à $1276 \cdot 10^{-3}$ quand la pression croît de zéro à 5.000 dynes par centimètre carré, puis reste sensiblement constant jusqu'à la pression de 500.000 dynes par centimètre carré. La valeur de K pour $\frac{\lambda}{R} = 0$ est donc $1,276 \cdot 10^{-3}$.

Au delà de 500000 dynes par centimètre carré, K augmente encore, ce que la formule ne permet pas de prévoir.

C'est donc dans la première période que les termes correctifs en $\frac{\lambda}{R}$ ont de l'importance.

Ce n'est qu'à la fin de leurs recherches que les auteurs ont eu connaissance du travail de Mac Keehan précédemment cité. Ils ont aussitôt comparé leurs résultats aux siens.

Dans leur formule, le terme A de Mac Keehan a pour valeur :

$$A = 0,68 + 0,35e^{-1,85\frac{R}{\lambda}}.$$

On trouve donc bien $A = 1$ sensiblement pour $\frac{R}{\lambda}$ infiniment petit.

Les valeurs de $\frac{R}{\lambda}$ dans les expériences de Mac Keehan varient de 244 à 0,0054. En calculant A d'après ces résultats pour divers groupes de valeurs voisines de $\frac{R}{\lambda}$, on obtient des nombres en accord avec ceux que donne la formule précédente.

C'est donc une excellente vérification de cette formule et une preuve de la nécessité qu'il y avait à compléter la formule de Cunningham.

CH. LEENHARDT.

L. GREBE. — Le rayonnement de la lampe à arc au mercure. — P. 834-840.

L'auteur a étudié les variations du rapport $\frac{E}{A}$ de l'émission et de l'absorption pour les raies du mercure $\lambda 546$ et $\lambda 436$, lorsqu'on fait croître la température de l'arc. Dans les deux cas, on obtient une droite comme courbe représentative. D'autre part, l'expérience montre que la loi de Wien n'est pas satisfaite.

F. CROZE.

M. LA ROSA. — Sur la fusion du carbone au moyen de l'effet Joule
Institut de Physique de l'Université royale de Palerme. — P. 844-847.

Réponse à MM. Watts et Mendenhall⁽¹⁾. Les phénomènes observés par eux eussent été différents avec des charbons purifiés. Le calcul montre que dans leurs expériences, les températures étaient sans doute inférieures à celles des expériences de l'auteur, parce que leurs charbons, plus longs et plus gros, rayonnaient davantage. De plus, les raisons les plus convaincantes de croire à la fusion sont fournies par l'examen microscopique des fragments résultant de la rupture, et non par l'altération superficielle; l'auteur n'a pas dit que la fusion est possible sous la pression atmosphérique, mais qu'elle doit se produire à l'intérieur où la température doit être supérieure à celle du cratère, où la difficulté qu'éprouve la vaporisation doit élever la tension de vapeur. Enfin l'augmentation de la plasticité avec la température correspond bien, dans les idées de Tammann, à la fusion d'un corps amorphe; le charbon semble avoir, dans les expériences de l'auteur, possédé ce degré de fluidité qui caractérise l'état liquide d'après la théorie classique, et acquis en se refroidissant la structure cristalline du graphite.

P. LUGOL.

J. STARK. — I. Réponse aux remarques de M. Leimbach relatives à mes recherches sur la loi du noircissement pour l'éclairage normal. — P. 855-858. — II. Réponse à la remarque de M. Baerwald, relative à l'influence du champ magnétique sur l'effet Doppler des rayons-canaux. — P. 859-860. — III. Remarque sur un mémoire de M. Lunkenheimer: « Rapports des intensités des raies de l'hydrogène dans le spectre des rayons-canaux ». — P. 861-865.

I. Stark met en doute les conclusions de Leimbach⁽²⁾, qui seraient basées sur des expériences insuffisantes.

II. Suite de la discussion entre Baerwald⁽²⁾ et Stark sur la nature des porteurs.

III. Critique du travail de Lunkenheimer⁽²⁾: le spectrographe utilisé n'était pas assez dispersif; les conditions expérimentales ne sont pas assez précisées dans le mémoire pour que l'on puisse comparer les résultats des deux auteurs.

M. BARRÉE.

¹ *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 456 et 685; 1911.

² *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 944 et 945; 1911.

O. GROTRIAN. — Cylindre de fer dans un champ magnétique homogène
(2^e communication). — P. 924-957.

L'auteur commence par donner les résultats de nouvelles mesures faites par la méthode indiquée dans sa précédente communication (1) sur des cylindres du même fer, mais dans lesquels le rapport de la longueur au diamètre est variable, mesures qui donnent la valeur du flux pour diverses sections droites.

Pour utiliser ces résultats d'expériences, il suffit de remarquer que, si la valeur du potentiel magnétique en un point x de l'axe peut être représentée par une série limitée de la forme :

$$V_z = a_1x + a_3x^3 + a_5x^5 + a_7x^7 + a_9x^9,$$

le potentiel V en un point xy qui doit satisfaire à l'équation de Laplace :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \cdot \frac{\partial V}{\partial y} = 0,$$

est représenté par la série limitée :

$$V = V_z - \frac{\partial^2 V_z}{\partial x^2} \frac{y^2}{2^2} + \frac{\partial^4 V_z}{\partial x^2} \frac{y^4}{2 \cdot 4^2} - \frac{\partial^6 V_z}{\partial x^6} \cdot \frac{y^6}{(2 \cdot 4 \cdot 6)^2} + \frac{\partial^8 V_z}{\partial x^8} \frac{y^8}{(2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8)^2}.$$

En remplaçant dans l'expression précédente V_z par sa valeur, par une intégration convenable on peut calculer la valeur du flux pour une section droite. Cette expression contient cinq coefficients arbitraires que cinq expériences suffisent pour déterminer et la concordance entre les résultats obtenus par la formule ainsi établie, et les valeurs expérimentales trouvées pour les autres sections droites étudiées justifient l'hypothèse faite sur le développement de V_z .

La connaissance de ces expressions permet le tracé des lignes de force.

Elles permettent également de calculer dans les champs faibles utilisés par l'auteur la valeur de l'induction pour tout point de l'axe et pour tout point de la section droite médiane du cylindre.

En particulier, on trouve que cette dernière grandeur croît du centre à la périphérie; mais cette variation est faible, elle ne dépasse pas 5 0 0 pour un cylindre dont le diamètre est le tiers de la longueur.

On peut également, des expériences faites, déduire pour divers

(*J. de Phys.*, 5^e série, t. 1, p. 162; 1911.

rapports de la longueur au diamètre, la valeur du rapport $\frac{B_m}{B_c}$, B_m étant l'induction au milieu du cylindre, B_c l'induction au centre d'une surface terminale.

Ce rapport, qui serait égal à 1 pour un disque infiniment plat, est de 7 pour un cylindre dont la longueur est de 3,5 fois le diamètre.

On voit donc que la plupart des lignes de force sortent par la surface cylindrique et que, dans le calcul de la force démagnétisante au centre, c'est le terme dû à l'aimantation latérale qui est prépondérant.

R. JOUAUST.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XII : 1911.

II. WILSAR. — Sur l'origine des porteurs de l'intensité mobile et de l'intensité fixe des rayons-canaux (communication préliminaire). — P. 1091-1094.

Nouveau travail du laboratoire de W. Wien sur l'effet Doppler des rayons-canaux; dispositif expérimental analogue à celui de Baerwald (1).

Il est possible d'expliquer l'origine des porteurs de l'intensité fixe et de l'intensité mobile par l'une des hypothèses suivantes :

1. Les porteurs des deux intensités proviennent de l'espace de décharge. Une partie des porteurs passent dans l'espace d'observation et sont rendus lumineux par les particules fixes du milieu environnant : ce sont les porteurs de l'intensité mobile. Les autres, par choc avec ces particules, perdent leur vitesse et deviennent lumineux; ils correspondent à l'intensité fixe.

2. L'intensité mobile est provoquée par de petites particules de l'espace d'observation, qui deviennent lumineuses et acquièrent de la vitesse par choc avec les particules de l'espace de décharge; l'intensité fixe est due aussi bien aux particules de l'espace de décharge retardées par le choc qu'aux particules du milieu d'observation rendues lumineuses sans acquérir d'accélération.

3. Les porteurs de l'intensité mobile proviennent de l'espace de décharge et parcourent tout l'espace d'observation sans perte appré-

J. de Phys., 5^e série, t. I, pp. 306 et 943 : 1911.

ciable de vitesse; l'excitation lumineuse est due aux particules en repos du milieu d'observation. D'autre part, les particules très rapides des rayons-canaux excitent l'éclat de ces particules en repos sans leur donner de vitesse : d'où l'intensité fixe.

Cette dernière hypothèse est d'accord avec les expériences de Strasser et de Reichenheim, elle est confirmée par les recherches de Wilsar.

Les rayons-canaux de O arrivant dans N, on observe l'intensité fixe des raies de l'azote, les bandes de l'azote et l'intensité mobile seulement pour les raies les plus fortes de O. On obtient un résultat analogue pour les rayons-canaux de N arrivant dans O. Les expériences sont moins nettes avec H et N, car on ne peut empêcher complètement le mélange des deux gaz.

F. BEHNSEN. — Influence de l'oxydation et du traitement thermique sur le magnétisme du cuivre. — P. 1157-1160.

Gray et Ross ⁽¹⁾ ont observé sur une feuille très mince de cuivre électrolytique, portée au rouge blanc et refroidie, un magnétisme rémanent notable, hors de proportion avec la très faible teneur en fer du métal; Cu électrolytique en masse compacte n'a rien donné de tel. Ils ont expliqué ces différences par la combinaison, au cours de l'échauffement, de Cu avec les traces de Fe, combinaison qui serait plus fortement magnétique que le fer.

Behnsen a recherché si la divergence ne doit pas être attribuée à l'oxydation au cours du traitement thermique, oxydation particulièrement importante pour le cuivre en feuille. Cette hypothèse est à rejeter, car Cu pur est diamagnétique, CuO et Cu²O purs sont paramagnétiques, quel que soit le traitement thermique auquel on les soumette.

Toutefois, Behnsen considère comme invraisemblable l'hypothèse de Gray et Ross : CuO commercial est ferromagnétique, mais le ferromagnétisme augmente beaucoup par réduction de l'oxyde; ce qui s'explique si l'on admet que, dans l'oxyde de cuivre commercial, Fe est à l'état d'oxyde transformé, par réduction, en fer métallique.

M. BARRÉE.

¹ *Phys. Zeits.*, X, 39; 1909.

LES CONDITIONS PHYSIQUES SUR LA PLANÈTE MARS (1)

Par M. SVANTE ARRHÉNIUS.

Depuis la découverte des canaux énigmatiques de Mars par Schiaparelli, cette planète a vivement excité l'intérêt, non seulement des savants, mais aussi du grand public.

Ici, en France, notre illustre collègue Flammarion a écrit une monographie excellente de *la planète Mars*, et en Amérique, M. Lowell a voué son activité à l'étude de ce monde voisin et résumé les résultats de ses expériences dans un livre de vulgarisation intitulé *Mars as an abode of life*.

Tous deux concluent de même : il leur paraît inévitable que cette planète soit peuplée d'êtres intelligents, êtres qui nous surpassent dans l'application des lois naturelles pour les constructions hydrauliques. Les canaux atteignent souvent des longueurs de plusieurs milliers de kilomètres et une largeur moyenne d'environ 13 kilomètres. Ils sont — disent ces auteurs — dans la plupart des cas absolument rectilignes. Pour que ces canaux fonctionnent, il est nécessaire que la surface de Mars soit complètement sphérique et qu'il ne s'y trouve plus ni montagnes ni plateaux élevés. S'il n'en était pas ainsi, les ingénieurs martiens auraient dû suivre des lignes de niveau qui ne seraient pas nécessairement rectilignes, ou, ce qui est plus exact, qui ne coïncideraient pas nécessairement avec des grands cercles du sphéroïde.

Pourtant cette idée semble très peu satisfaisante au point de vue scientifique. On peut expliquer tout si l'on suppose l'intervention d'une intelligence sans égale chez nous ; une telle interprétation est sans valeur scientifique. Il faut donc chercher s'il n'existe pas des formations à peu près rectilignes analogues sur la Terre, qui puissent être regardées comme des modèles desdits canaux de Mars. Or il s'y trouve de telles lignes régulières qui traversent les montagnes et passent au-dessous des mers sans se soucier des contingences topographiques.

Les deux figures 1 et 2 donnent des exemples de telles lignes dites géotectoniques, dessinées par M. Suess, de Vienne. L'une

Conférence faite à la Société française de Physique, le 13 mars 1911. Voir ce vol. page 9.

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Février 1912.)

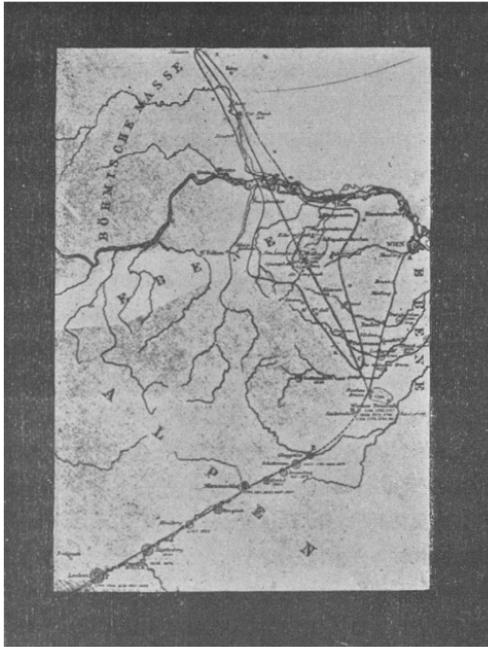


FIG. 1.

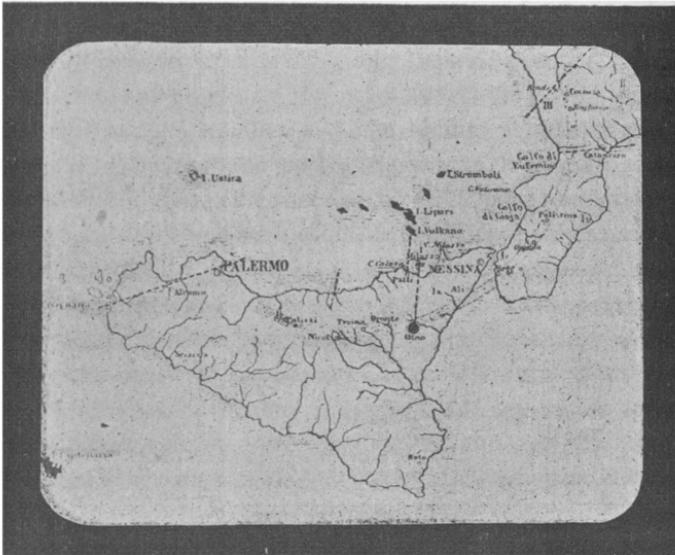


FIG. 2.

représente les lignes géotectoniques de la région de Vienne, où des tremblements de terre sont très fréquents. Vous voyez trois lignes qui convergent vers un point proche de la ville de Wiener Neustadt. L'une est dite la « ligne de Kamp », parce que la rivière de Kamp suit cette ligne sur une grande partie de son parcours. L'autre ligne, qui va de Vienne à Wiener Neustadt, est appelée la « ligne thermale », parce qu'il s'y trouve un grand nombre de thermes, c'est-à-dire de sources chaudes.

Ces sources chaudes, qui sont usitées pour des boissons thérapeutiques, montrent que les eaux et les gaz de l'intérieur de la Terre viennent à la surface par cette voie. La troisième ligne est appelée la « ligne de Mün ». Deux rivières suivent cette ligne, représentée par une vallée où a été construite la grande ligne de chemin de fer qui va de Vienne à Bruck. Les lignes géotectoniques sont de grandes fissures de la croûte terrestre. Par suite de la contraction due au lent refroidissement de l'intérieur de la Terre, les couches extérieures s'abaissent le long de fissures qui offrent la moindre résistance.

Nous voyons que les lignes ne sont pas absolument rectilignes et, comme on ne les peut voir sur la surface, on les a rectifiées un peu en les dessinant. Elles poursuivent leur course indépendamment de la topographie des terrains qu'elles traversent, elles coupent vallées et montagnes (dans ce cas, les Alpes et les montagnes de Bohême). Cela tient évidemment à ce que les inégalités de la croûte terrestre sont très petites en comparaison de l'épaisseur de l'écorce. Ces lignes correspondent à d'anciennes vallées dont des parties subsistent encore et qui sont suivies par les rivières.

Dans la figure suivante, qui représente les lignes géotectoniques aux environs de la mer Tyrrhénienne, d'après Suess, nous voyons cinq lignes, correspondant à des fissures de l'écorce. Ces lignes traversent les hautes chaînes de montagnes de la Sicile et de la Calabre, et elles convergent vers un point voisin des îles Lipari. Les lignes se prolongent sans doute au fond de la mer et vont rejoindre le centre d'effondrement, qui a donné naissance à la mer Tyrrhénienne. Cette partie du monde est l'une des plus éprouvées par des tremblements de terre : il suffit de rappeler la succession des désastres de Messine et de la Calabre.

Une carte plus détaillée des fissures de la Calabre a été donnée par M. Hobbs. Comme M. Suess, cet auteur a joint les points où les tremblements de terre sont les plus importants. Il a construit ainsi

un réseau de lignes d'ébranlement qui ressemble beaucoup à un réseau géodotique. Dans ce cas encore, les lignes de brisure traversent les montagnes et poursuivent leur course sous les profondeurs des mers.

Ces lignes ressemblent extrêmement à celles que l'on appelle les canaux de Mars. Schiaparelli, qui les a découverts, les décrit comme complètement semblables à un réseau de lignes de mire construites pour des mesures géodésiques. De cette manière, dit-il, la nature a tracé un excellent réseau pour la construction des cartes martiennes. La parfaite analogie de ces lignes, dessinées par M. Hobbs, avec les canaux de Mars est évidente (*fig. 3*).

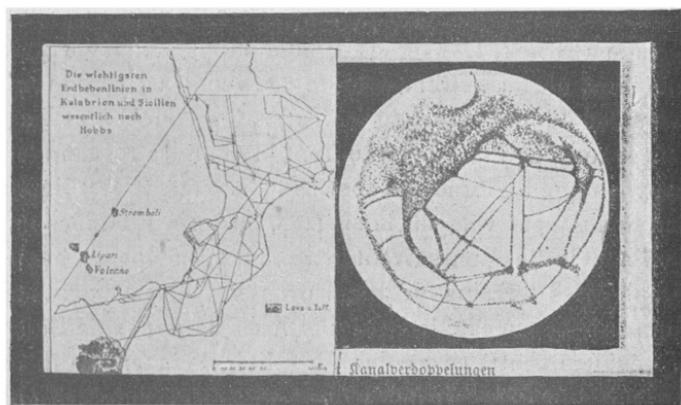


FIG. 3.

Un certain nombre d'entre ces canaux se présentent sous la forme de lignes doubles parallèles. Dans la carte de M. Hobbs, on trouve un grand nombre de lignes géotectoniques doubles et parallèles. Parfois, on rencontre même des lignes parallèles triples, dont on n'a pas encore trouvé sur Mars l'équivalent.

C'était spécialement les lignes doubles qui, sur Mars, semblèrent absolument énigmatiques. On a été jusqu'à faire l'hypothèse que la réfraction de l'atmosphère martienne donnerait des images doubles d'objets simples. Cette explication, si risquée en elle-même, est complètement ruinée par le fait qu'une minorité des canaux seulement apparaît double, comme cela se présente pour les lignes géotectoniques de Hobbs.

M. Lowell exprime l'opinion que si les canaux étaient des crevasses — idée émise pour la première fois par Fizeau, qui pensait que les canaux étaient des fissures dans la glace dont il supposait Mars couverte — celles-ci ne pourraient être aussi étendues que le sont les canaux, par exemple Phison 3.620 kilomètres. Nous voyons ici quelques exemples de fissures terrestres. Quelques-unes sont très courtes, par exemple celles qui ont été produites dans le plateau de Balpakram, dans l'Inde, par un tremblement de terre, en 1897

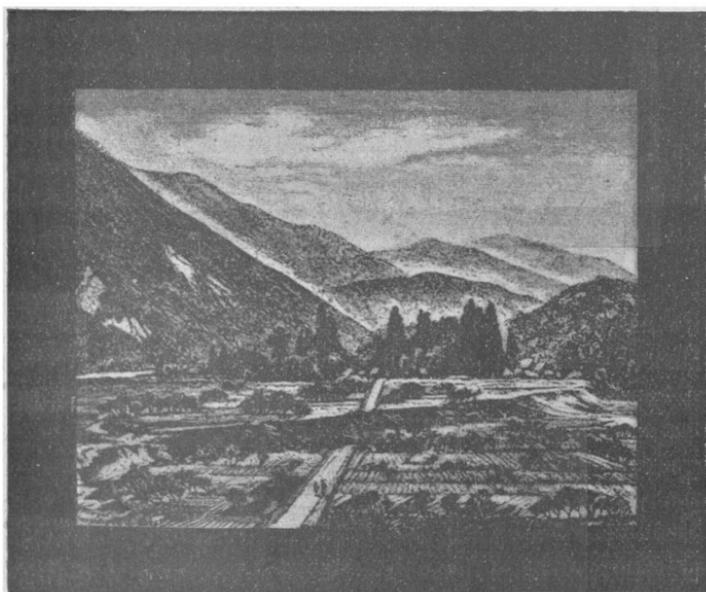


FIG. 4.

fig. 4 et 5. D'autres sont plus longues, par exemple une fissure causée à Midori, Japon, par un tremblement, en 1891. Une très longue fissure, atteignant plus de 600 kilomètres, fut le point de départ du grand tremblement qui détruisit San Francisco, en 1906. Plus longue encore 3.660 kilomètres est la ligne géotectonique qui court le long de la côte ouest de l'Amérique du Sud, presque rectilignement depuis Arica jusqu'au détroit de Magellan. Cette ligne est aussi étendue que le canal Phison et surpasse tous les autres canaux de Mars.

Il y a une circonstance, pour ainsi dire accidentelle, qui contribue

à augmenter la similitude des lignes géotectoniques et des canaux

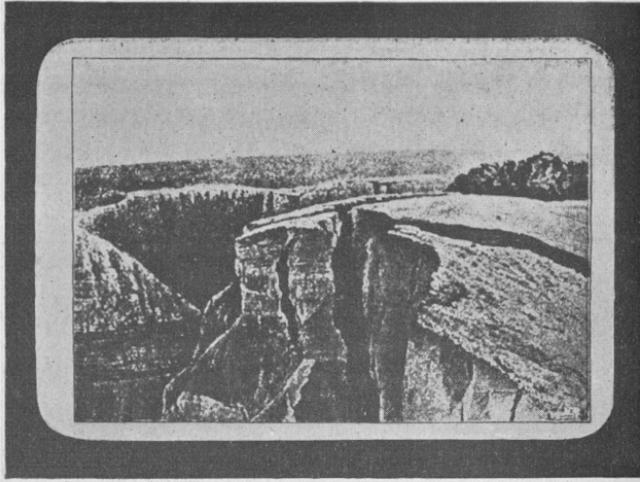


FIG. 5.

de Mars. On ne voit pas les lignes géotectoniques, on connaît seu-

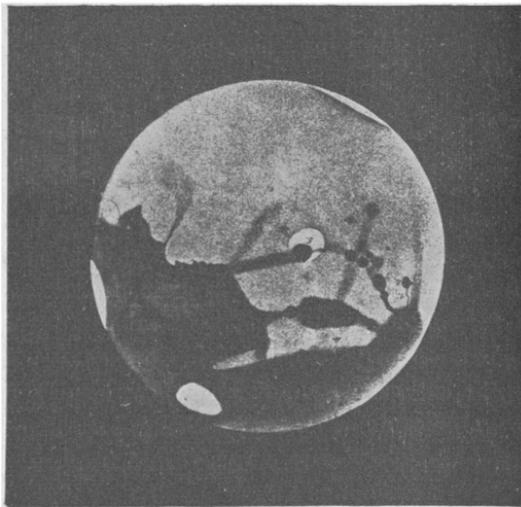


FIG. 6.

lement les régions où les tremblements de terre ont été les plus vio-

lents. Si l'on joint ces points un peu indéterminés par des lignes, on les trace rectilignement, à la condition que leur direction générale puisse être représentée à peu près par une droite. De même on ne voit pas les canaux très distinctement ; mais on a une impression générale de leur direction, que l'on représente naturellement par une ligne droite. Le savant italien Cerulli, qui observa Mars, voyait là, au lieu de canaux, de petites taches sombres placées à peu près le long de lignes droites comme les perles d'un chapelet. Cette observation a été hautement confirmée par M. Antoniadi, qui a fait ses observations à Juvisy et à Meudon, en 1909. Voici une reproduction de son dessin. On voit le lac du Soleil (*fig. 6*), qui est peut-être l'objet le plus observable sur Mars, joint à la mer de deux côtés par des lignes noires, canaux qui s'élargissent en certains endroits sous forme de « lacs ». On y voit même un canal double formé de tels lacs. On observe aussi dans ce dessin d'autres détails très intéressants. Dans la « mer du Sud », qui est la partie sombre autour du pôle Sud, on voit des lignes plus foncées. Ce sont des canaux qui traversent la mer ; ils ont été observés la première fois par M. Lowell. On voit une partie blanche au pôle nord (en bas où la neige ne disparaît jamais, et une autre partie semblable dans le voisinage du pôle sud, qui est pourtant lui-même libre de neige. Ces parties doivent être le siège d'une formation de glaciers qui doivent être beaucoup moins conséquents que ceux qui existent sur Terre. Tout près du centre de la figure on aperçoit le « lac de Phénix », qui est dégelé seulement sur une très petite partie et en outre couvert de neige.

On admettait autrefois que les pôles de Mars doivent posséder un climat plus doux que les pôles terrestres, parce qu'on vit distinctement comment la neige disparaissait de son pôle sud, tandis que la glace est permanente autour de nos pôles. On observa aussi comment, à mesure que la neige disparaît, les parties voisines de la calotte polaire se colorent en bleu foncé (*fig. 7*). On vit dans cette coloration l'indice d'une surface d'eau. Les canaux voisins de cette bordure, qui s'étaient desséchés pendant l'hiver, prirent aussi un ton bleu sombre, et cette coloration se propagea avec une vitesse d'environ 80 kilomètres par jour (d'après Lowell) jusqu'à l'équateur et dépassa cette ligne en conservant à peu près la même vitesse. Tout sembla indiquer que la température moyenne de Mars est d'environ 10 C. et à peu près la même au pôle qu'à l'équateur.

Cette idée fut corroborée par le fait que les grands maîtres de l'analyse spectrale, Huggins en Angleterre, Janssen en France et Vogel en Allemagne, conclurent de leurs observations qu'il y a de la vapeur d'eau en quantité considérable sur notre voisine. Keeler et Campbell en Amérique et Marchand en France, qui firent leurs observations

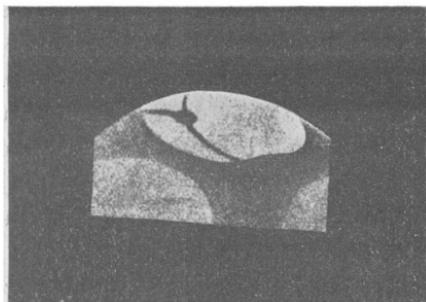


FIG. 7.

dans des circonstances beaucoup plus favorables (aux observatoires de Lick et du pic du Midi, à des hauteurs de 1.283 et 2.860 mètres au-dessus de la mer), furent hors d'état de déceler l'indication de la moindre trace d'eau dans le spectre de Mars. Dans de tels cas, on compare le spectre de Mars avec celui de la Lune où il n'y a pas de vapeur d'eau. Les lignes d'absorption caractéristiques de la vapeur d'eau dans le spectre de la Lune sont d'origine complètement tellurique. Il faut observer les deux astres quand ils ont la même hauteur sur le ciel, pour que la ligne de vision soit de la même longueur dans notre atmosphère dans les deux cas. On doit aussi observer les deux spectres simultanément (autant que possible) pour être bien certain que la teneur en vapeur d'eau dans l'atmosphère sera la même dans les deux cas (*fig. 8 et 9*).

Pour élucider cette intéressante question, M. Slipher, le célèbre collaborateur de M. Lowell, élaborâ une méthode photographique, dans laquelle il employa les plaques les plus sensibles que la technique photographique met à notre disposition. Il prit alors quelques photographies, durant les mêmes nuits, des spectres de Mars et de la Lune à la même hauteur). Il fit ses observations dans le désert d'Arizona à l'observatoire de Flagstaff (2.200 mètres au-dessus de la mer, où il y a très peu de vapeur d'eau atmosphérique. Les obser-

vations furent exécutées dans la saison la plus froide, janvier et février, l'an 1908. A cette époque, l'air, au lieu de l'observation, contenait seulement 2^{sr},8 de vapeur d'eau par mètre cube. Les photographies des spectres indiquèrent pour Mars une absorption plus grande dans la bande spectrale α , due à la vapeur d'eau, que pour la Lune.

Ces observations furent l'objet des calculs de M. Very, qui arriva à la conclusion que le chemin parcouru par le rayon solaire dans l'atmosphère de Mars contenait 1,75 fois plus d'eau que le chemin parcouru par le même rayon dans l'atmosphère terrestre. J'ai calculé que la quantité d'eau, à la surface de Mars, était dans ces circonstances d'environ 2^{sr},14 par mètre cube. Cette teneur en vapeur d'eau correspond à une température de 10°C., si la vapeur est saturée. Mais, comme le climat de Mars est, selon toute probabilité, analogue à celui de nos déserts, j'ai supposé que l'humidité relative à la surface de Mars n'est que de 31 0 0, ce qui correspond à l'humidité dans

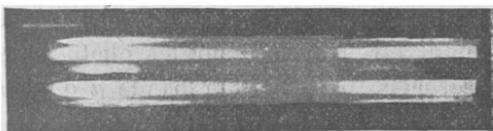


FIG. 8.

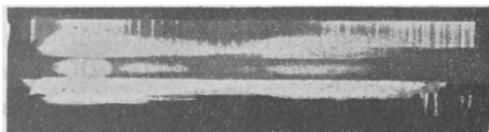


FIG. 9.

les déserts de l'Utah pendant l'été. D'après cela, la température au point où Mars a été observé ne serait guère que 3° C. environ à midi et dans l'été. D'après ce résultat, la présence d'une végétation abondante sur Mars, — opinion soutenue par M. Lowell, — paraît être déjà impossible.

Il est naturel que M. Campbell, qui avait déjà employé la méthode photographique avant M. Slipher, ait voulu se convaincre de l'exactitude des résultats obtenus par ce savant. M. Campbell avait examiné d'autres bandes d'absorption que celle qu'observa M. Slipher,

sans trouver la moindre indication de la présence de l'eau dans l'atmosphère de Mars. Il saisit l'occasion opportune d'observer Mars dans des conditions particulièrement propices, durant l'opposition de cette planète pendant l'automne de 1909 (août et septembre). Il organisa, grâce à la subvention d'un mécène américain, M. Crocher, une expédition au sommet de la plus haute montagne, Mount Witney (4.420 mètres), des États-Unis de l'Amérique du Nord. Pendant les observations, une violente tempête de 25 mètres par seconde sévissait par une température inférieure à zéro. C'est dans ces conditions plutôt pénibles que M. Campbell exécuta son programme.

Ces conditions furent, d'autre part, favorables aux résultats, parce que la teneur de vapeur d'eau dans l'atmosphère était très insignifiante : après dix heures du soir, elle variait de 0^{sr},3 à 0^{sr},9 par mètre cube. La tempête garantit aussi une certaine homogénéité dans la composition des couches aériennes. Les deux astres observés, la Lune et Mars, avaient aussi, cette fois, à peu près la même hauteur dans le ciel. Des observations furent exécutées alternativement sur la Lune et sur Mars, mais aucune différence dans l'intensité de l'absorption ne put être observée sur les photographies spectrales des deux astres, aussi bien dans la bande *a* que dans les autres bandes d'absorption de la vapeur d'eau.

Différentes mesures dues à M. Campbell ainsi qu'à M. Slipher semblent indiquer que l'on aurait dû observer une différence sensible si la quantité d'eau traversée par le rayon solaire sur Mars avait été de l'ordre de grandeur de la quantité de vapeur d'eau traversée par le même rayon dans l'atmosphère terrestre. De là cette conclusion que la teneur en eau à la surface de Mars, dans les circonstances observées, ne put guère dépasser 0^{sr},4 par mètre cube. Cela correspond à une température de 28° C. si l'air est saturé à environ 17° C. dans un climat très aride. Si même l'aridité était deux fois plus prononcée (15 0 0 d'humidité relative) que dans les déserts de la Terre, la température ne serait guère que 8° C.

La température dans les déserts martiens, qui sont caractérisés par une couleur jaune rouge, qui est aussi communément celle du sable des déserts terrestres, doit être sujette à des variations énormes. C'est ainsi que cela se passe dans nos déserts où l'oscillation diurne de la température du sol s'élève à 30°. Il est donc possible qu'à midi, en été, la température du sol martien puisse s'élever au-dessus du point de congélation de l'eau. Durant la nuit, le froid doit être très âpre.

Durant le jour, la température de l'air doit s'abaisser à cause des courants qui doivent se produire très aisément dans l'air léger; la pression de l'atmosphère martienne a été estimée au dixième environ de celle de l'atmosphère terrestre. Quand le Soleil s'abaisse sur le ciel, les petites quantités d'eau que contient l'atmosphère se refroidissent et donnent naissance à un brouillard léger qui couvre les parties équatoriales à une distance qui dépasse de 43° le point où le Soleil se trouve au zénith.

La quantité de vapeur d'eau atmosphérique est en général insuffisante pour la production de nuages. Dans quelques cas assez rares, on a pourtant observé des formations auxquelles on a attribué cette origine.

L'observation d'une excroissance sur la marge de la planète a été faite une fois par Molesworth, en 1891. Le dessin qui s'y rapporte est reproduit dans la *fig. 10* ci-jointe.

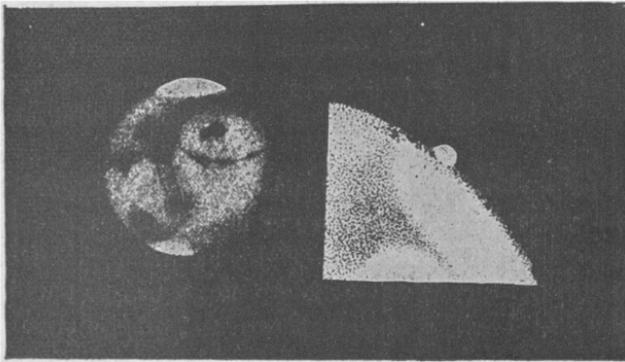


FIG. 10.

Par contre, on observe souvent des nuages jaunes, évidemment dus à de la poussière fine et qui couvrent une grande partie de la surface martienne à l'observateur. Un dessin représentant une observation de ce genre due à M. Antoniadi est reproduit ici. La partie qui est indiquée comme couverte d'un nuage jaunâtre est connue pour présenter beaucoup de détails que la poussière jaune rendait invisibles à l'observateur *fig. 11*.

Dans nos déserts, de tels nuages de poussière sont entraînés par des tempêtes, et la poussière fine ne disparaît qu'après plusieurs jours de calme, ainsi que l'observa M. Hedin, en Turkestan. Cette

poussière fine provient de l'effritement éolien, qui lime les rochers, de sorte que ceux-ci produisent une poussière extrêmement fine. Du reste le rapide échauffement des rochers par les rayons solaires, qui ne sont pas tempérés par une atmosphère absorbante doit transformer les montagnes en ruines, et les user comme cela se passe dans

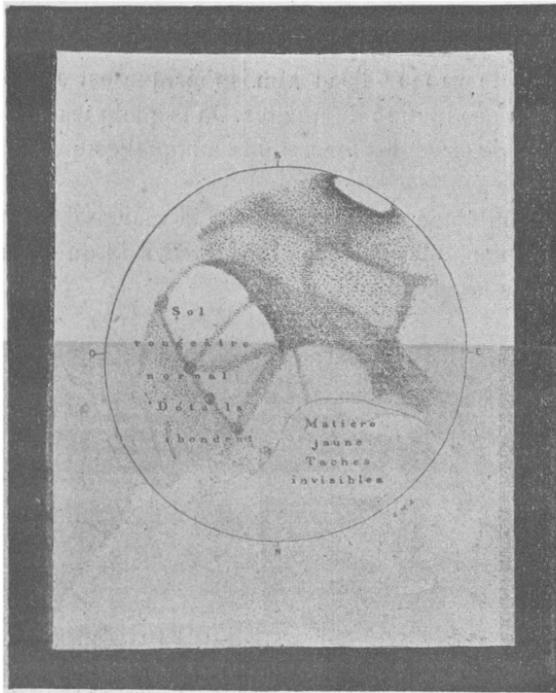


FIG. 11.

les déserts de l'Asie. Cette action doit aplanir les chaînes montagneuses de Mars, en l'absence de rivières qui en modèleraient les contours, de sorte que la déclivité des montagnes doit se réduire en une rampe très légère de plateaux. Les observations s'accordent à signaler l'absence de chaînes montagneuses sur Mars ; mais il serait très prématuré d'en conclure, comme on le fait parfois, que le sol y est nivelé d'une manière si complète que de l'eau pourrait, par exemple, y être conduite à l'aide de canaux d'un point quelconque à un autre. Au contraire, il est assez vraisemblable que les différences de niveau sur Mars sont comparables à celles qui existent sur la Terre.

Dans l'intérieur des déserts asiatiques, comme dans la Perse et dans le Turkestan, la pluie, en tombant, rassemble la poussière fine et en forme une pâte demi-solide, qui se meut lentement à la façon d'un glacier vers des dépressions de l'écorce. Cette pâte s'accumule ainsi dans de grands lacs de boue ; le plus grand est le « Grand Khevir » de Perse, dont la superficie est de 55.000 kilomètres carrés (environ la surface du lac Michigan). Ce lac pâteux se dessèche ensuite sur la surface à la faveur d'une forte évaporation en déposant des couches épaisses de sels divers, entre autres des carbonates et des chlorures de chaux et de sodium. La présence d'assez grandes quantités d'oxyde de fer donne à la surface une teinte gris jaunâtre. Dans les déserts qui viennent d'être cités, il n'y a pas d'autres lacs.

Les conditions martiennes doivent être assez semblables. La poussière sableuse se ramasse dans les vallées, qui suivent les lignes d'ébranlement, comme sur la Terre. L'humidité qui se condense durant les nuits sur la surface refroidie doit, quand le sol se réchauffe sous l'influence des rayons solaires, filtrer lentement vers les dépressions et en humecter la poussière. D'autre part, des sources chaudes, qui drainent de l'eau et des exhalations de l'intérieur de la planète, doivent surgir en des points situés le long de ces fissures, comme cela se produit sur la Terre. Ces exhalations ont un certain pouvoir réducteur : entre autres gaz, ils contiennent de l'hydrogène sulfuré. Ce gaz transforme les sels de fer en sulfures d'une couleur bleu verdâtre foncée. Cette couleur, qui est caractéristique des canaux et des lacs martiens, l'est également des Khevirs de la Perse. Le plus grand Khevir de Mars se trouve autour du pôle sud, où il forme la mer australe. Ce Khevir doit être congelé jusqu'au fond. Il doit être parcouru de fissures comme les mers terrestres. Par conséquent, on doit encore observer des canaux dans ces parties, ce qui correspond bien à la réalité.

Dès lors, on comprend que des canaux qui n'avaient pas été observés précédemment se révèlent à l'observation. Les bonnes conditions pour observer Mars se reproduisent environ tous les deux ans à l'opposition de la planète. C'est ainsi que M. Lowell observa à la dernière opposition (1909), qui était favorable aux observations, des canaux qu'il n'avait pas vus à des oppositions précédentes. Les nouveaux canaux sont décrits comme supérieurs aux autres formations de même espèce qui les avoisinent, par leur grandeur et leur netteté, de sorte que M. Lowell ne doutait pas qu'il avait observé là quelque

chose de complètement nouveau. Évidemment il s'était produit un tremblement de la croûte martienne depuis la dernière observation. Ce tremblement avait ouvert les fissures obstruées par lesquelles des masses abondantes d'eau et de gaz avaient pu s'élever jusqu'à la surface et humecter le Khevir qui, en cet endroit, avait été auparavant couvert par le sable rougeâtre des déserts, transportés là par le vent.

Les fissures dans la croûte martienne se retrouvent partout, même dans les régions polaires (*fig. 12*). Dans l'hiver, les pôles se couvrent de neige, qui disparaît au printemps et en été. Si des gaz chauds montent jusqu'à la surface, dans ces régions, durant l'hiver, ils se condensent bientôt et accroissent dans leur voisinage les formations

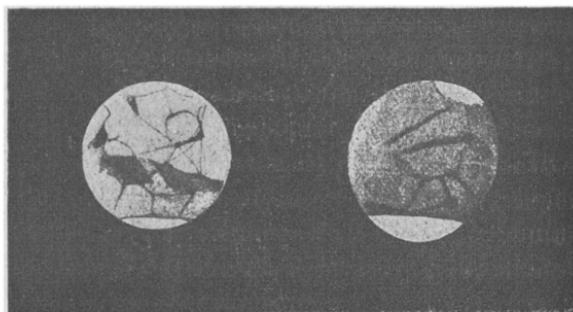


FIG. 12.

de neige. La fissure elle-même peut peut-être demeurer ouverte, mais sa largeur est si petite que nous ne pouvons l'observer. Mais, quand vient l'été, les gaz chauds aident le soleil à liquéfier les parties qui environnent les fissures et le Khevir prend dans leur voisinage la teinte sombre qui s'étendra plus tard aux parties plus éloignées. Ainsi s'explique une observation de M. Jassy-Desloges qui vit un canal avec un lac, dans la région polaire australe couverte de neige, le 10 juillet 1909.

Nous avons vu comment les déterminations de Campbell nous conduisirent à supposer que l'humidité de l'air dans Mars correspond à une température d'environ -28° C. à l'équateur. Nous avons un autre moyen de déterminer la température. Ce moyen est basé sur la connaissance de la quantité de la chaleur qui rayonne du Soleil et a été employé pour la première fois par M. Christiansen. La quantité de chaleur reçue par un corps qui est distant

du Soleil comme l'est la Terre est d'environ 2,5 calories par centimètre carré et par minute ; à la distance de Mars, cette quantité de chaleur tombe à environ 1,1 calorie. On suppose seulement dans ce calcul que la température résulte de ce que le rayonnement total de la planète vers le vide est égal à celui qui provient du Soleil. Il doit bien en être ainsi, parce que l'état est depuis longtemps stationnaire sur Mars comme sur la Terre. Ce calcul conduit pour Mars à une température moyenne de -37° C. Pour la Terre, la différence entre la température moyenne (16° C.) et celle des régions équatoriales, 20° lat. nord, où il fait le plus chaud) pendant le mois le plus chaud de l'année juillet, 28° 1,) est de 12° C. D'après ce calcul, nous devons dès lors supposer, dans les parties observées par M. Campbell, une température moyenne d'environ 12° C. supérieure à la moyenne -37° C., c'est-à-dire de -25° C. Nous avons trouvé d'après Campbell, que, pour le jour, la température était environ -27° C., pour la nuit nous avons donc environ -33° C. La température nocturne n'est pas très différente de celle (-28° C.) qui correspond à la saturation complète en vapeur d'eau, elle est un peu inférieure, ce qui revient à dire qu'une condensation doit se produire durant la nuit, dans ces régions équatoriales, pendant l'été. C'est bien ainsi, comme nous l'avons dit plus haut, que les choses se passent : on voit un brouillard léger envelopper les régions équatoriales quand le Soleil est à moins de 45° C. au-dessus de l'horizon.

On voit que la détermination de la température, d'après la méthode employée par M. Chrétiansen, s'accorde bien avec les mesures de Campbell. Il n'est peut-être pas nécessaire de rappeler que les deux méthodes ne conduisent qu'à des valeurs grossièrement approximatives, de sorte que des erreurs de 5° ou même de 10° C. sont bien possibles.

Si l'air de la Terre n'absorbait pas, ou ne rejetait pas les rayons solaires par suite de la présence de substances absorbantes, — eau, acide carbonique et poussières, — les régions polaires recevraient plus de chaleur, pendant les trois mois d'été, que toute autre partie de la Terre. D'après les calculs de Wiener, le pôle recevrait environ 20 0,0 de chaleur par centimètre carré en plus de l'équateur.

Ces circonstances sont encore plus prononcées pour Mars que pour la Terre, parce que l'obliquité de la surface équatoriale par rapport à l'écliptique est plus grande pour Mars que pour la Terre. L'air de Mars est très transparent et privé de nuages, de sorte que

la condition théorique semble bien être remplie. En d'autres termes, la région polaire est sans doute plus chaude en été que les autres parties de la planète. Au commencement, la neige fond ou s'évapore en majeure partie. La partie liquéfiée humecte les régions du Khevir polaire qui étaient auparavant couvertes de neige, et ces régions prennent un aspect sombre ; mais comme la pression atmosphérique est basse, l'évaporation se fait environ dix fois plus vite que sur la Terre, à la même température. La vapeur est entraînée par les courants d'air ascendants qui résultent de l'échauffement dû au rayonnement solaire. Une sorte de distillation se produit ainsi entre le pôle que le Soleil illumine et celui qui s'en cache. La différence de température entre ces deux parties qui sont la plus chaude et la plus froide de Mars doit atteindre environ 70° C. Ce fait contribue non seulement à la grande obliquité de l'axe martien, mais aussi à la durée des saisons martiennes, qui sont près de deux fois plus longues 1,88 que les saisons terrestres.

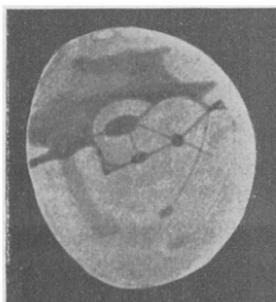


FIG. 13.

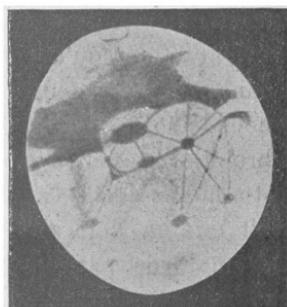


FIG. 14.

Les Khévirs desséchés et refroidis attirent, par leurs sels inclus, la vapeur d'eau qui vient du pôle ; et il se forme des solutions salines. Il est probable que le chlorure de sodium joue sur Mars, comme dans les déserts de la Terre, le rôle prépondérant. Les solutions de chlorure de sodium concentrées ont un point de congélation de -22° C. Il n'est donc pas nécessaire que la température des « canaux » s'élève jusqu'à zéro pour qu'il se dégèlent et deviennent sombres. Si nous supposons la présence de chlorure de calcium, la température de congélation est de -55° C., température extrêmement basse. La partie humectée prive l'air d'une partie de son humidité, de telle

sorte qu'un nouvel afflux est nécessaire pour que les parties plus distantes du canal refroidi s'humectent à leur tour. Il est probable que ce procédé est la cause du lent progrès de l'assombrissement des canaux. Finalement l'eau va vers le pôle sombre et ne rentre dans la circulation qu'une demi-année plus tard. Le même jeu se reproduit ensuite en sens inverse : refroidissement, congélation et disparition de la couleur sombre des canaux khevirs (*fig. 13 et 14*).

SUR LES MESURES DU PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN ;

Par M. A. COTTON.

Dans l'*Astrophysical Journal* de décembre 1911 (XXXIV, p. 212), J.-E. Purvis signale que les valeurs absolues de l'effet Zeeman pour quatre raies du chrome données par lui-même et par Miller, Hartmann, Babcock ne sont pas du tout d'accord. Je me propose de montrer ici que ce désaccord provient, pour la plus grande part, de la mesure des champs magnétiques utilisés et d'attirer l'attention des physiciens sur les précautions qu'il faut prendre pour rendre comparables entre elles les mesures effectuées dans divers laboratoires.

Je remarquerai d'abord que Purvis utilise les mesures de Miller, en admettant la valeur du champ 23.850 unités, donnée dans le mémoire de l'auteur. Or Miller n'avait pas mesuré directement les champs magnétiques qu'il employait. Comme plusieurs autres physiciens, Moore, Jack, etc., il a calculé la valeur des champs qu'il employait en partant du changement magnétique des raies de séries étudiées par Runge et Paschen.

Or, dans leurs beaux travaux ⁽¹⁾, ces savants ne s'étaient pas eux-mêmes proposé de faire des mesures absolues. C'est une mesure de Färber sur les raies bleues du zinc qui les avait conduits à estimer provisoirement à 23.850 unités ce champ qui leur a servi pour l'étude des raies du mercure et qui a été pris ensuite comme champ de comparaison par plusieurs physiciens.

Nous avons, M. P. Weiss et moi, publié ici même, en 1907 ⁽²⁾, les ré-

¹ RUNGE et PASCHEN, Académie des Sciences de Berlin : *Abhandlungen*, 1902 ; *Sitzungsber.*, XIX, p. 330, et XXXII, p. 330 (1902).

⁽²⁾ P. WEISS et A. COTTON, *J. de Phys.*, 4^e série, VI, p. 429 (1907).

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Février 1912.)

sultats d'une mesure absolue du phénomène de Zeeman pour ces raies. Les champs magnétiques utilisés avaient été mesurés avec soin par deux méthodes distinctes, les clichés ont été mesurés séparément par les deux collaborateurs, en s'astreignant à faire les mesures en des régions diverses des raies étudiées, pour éviter l'influence du grain des clichés photographiques. Le résultat obtenu s'écartait notablement de celui de Färber : nous avons expliqué l'écart, qui dépassait 3 0 0, en critiquant la méthode de mesure des champs adoptée par Färber : la spirale de bismuth, dont il s'était servi comme intermédiaire, donne rapidement une valeur grossière du champ, mais exigerait, pour qu'on puisse en tirer des résultats précis, des précautions que l'on ne prend pas.

Le résultat de nos mesures était le suivant : appelons $\delta(\lambda)$ l'écart entre les composantes extérieures de ces raies modifiées par le champ, par exemple l'écart entre les composantes latérales du triplet pur donné par la raie 4.680 ; on a, en adoptant les unités électromagnétiques C. G. S., c'est-à-dire évaluant λ et $\delta(\lambda)$ en centimètres et H en gauss :

$$\frac{\delta(\lambda)}{H\lambda^2} = 1,875 \times 10^{-4},$$

au lieu de 1,813 donné par Färber.

Notre résultat a été tout à fait confirmé par les mesures absolues faites à Tübingen par M^{lle} A. Stettenheimer et par Gmelin⁽¹⁾. Ce dernier, qui a mesuré lui aussi les champs magnétiques par deux méthodes distinctes, donne finalement la valeur :

$$\frac{\delta(\lambda)}{H\lambda^2} = 1,878_8 \times 10^{-4},$$

qui ne diffère de la nôtre que de 2 millièmes environ.

D'autre part, on peut ajouter que le fait suivant apporte également à ces mesures une confirmation indirecte. Lorsque nous avons publié notre travail, on admettait avec Runge que le triplet pur de la raie 4.680 avait le double de l'écart du triplet normal prévu par la théorie élémentaire de Lorentz. Nos mesures sur les raies bleues du zinc conduisaient cependant, en partant de là, à une valeur du rapport $\frac{e}{m}$ de la charge à la masse d'un électron plus petite de 6 0,0 que celle

(1) GMELIN, *Annalen der Ph.*, XXVIII, p. 1079 (1909).

admise alors. Des nombres précédents on peut déduire en effet :

$$\begin{array}{ll} \text{WEISS et COTTON} \dots & \frac{e}{m} = 1,767 \times 10^{-7} \\ \text{GMELIN} \dots \dots \dots & \frac{e}{m} = 1,771 \times 10^{-7} \end{array}$$

Or, depuis, les mesures directes de la valeur de $\frac{e}{m}$ pour les corpuscules cathodiques de faible vitesse ont montré que c'était la valeur déduite du phénomène de Zeeman qui était correcte⁽¹⁾. Voici les résultats des mesures récentes :

$$\begin{array}{ll} \text{CLASSEN}^{(2)} \dots \dots \dots & \frac{e}{m} = 1,773 \times 10^{-7} \\ \text{BÜCHERER-KÜRT WOLZ}^{(3)} \dots & \frac{e}{m} = 1,767 \times 10^{-7} \\ \text{MALASSEZ}^{(4)} \dots \dots \dots & \frac{e}{m} = 1,77 \times 10^{-7} \\ \text{BESTELMEYER}^{(5)} \dots \dots \dots & \frac{e}{m} = 1,75 \times 10^{-7} \end{array}$$

On connaît donc mieux aujourd'hui les champs utilisés par Runge et Paschen : dans leurs recherches sur le spectre du mercure, le champ (dont la valeur provisoire était 23.850) était en réalité très voisin de 23.000 gauss :

$$\begin{array}{ll} \text{WEISS ET COTTON} \dots \dots \dots & 23.060 \\ \text{GMELIN} \dots \dots \dots & 23.010 \end{array}$$

L'autre champ (évalué à 31.000), auquel sont ramenés les résultats donnés par les mêmes auteurs pour les spectres d'étincelles, doit être réduit dans la même proportion, ce qui le ramène à 29.900 gauss environ :

$$\begin{array}{ll} \text{WEISS ET COTTON} \dots \dots \dots & 29.975 \\ \text{GMELIN} \dots \dots \dots & 29.910 \end{array}$$

Quand on compare les résultats donnés par Miller, Jack, etc., à

¹ WEISS et COTTON, *C. R.*, CXLVII, p. 968 (1908).

² CLASSEN, *Phys. Zeitschrift*, IX, p. 768 (1908).

WOLZ, *Annalen der Ph.*, XXX, p. 288 (1909).

⁴ MALASSEZ, *Annales de Ch. et Ph.*, XXIII, p. 424 (1911).

⁵ BESTELMEYER, *Phys. Zeitschrift*, XII, p. 974 (1911).

des mesures où on a déterminé directement le champ magnétique, il faut donc se rappeler que les nombres donnés se rapportent à un champ de 23.000 gauss et non de 23.850. Pour la même raison, les résultats donnés par Moore⁽¹⁾ se rapportent à un champ de 23.600 gauss et non à un champ de 24.450. Moore avait pris soin lui-même d'indiquer que les mesures absolues ultérieures permettraient d'en préciser la valeur.

Si l'on fait cette correction pour les résultats de Miller cités par Purvis, on trouve qu'ils se rapprochent de ceux trouvés par Babcock. Mais cette correction ne fait qu'accentuer la différence entre les résultats de Purvis et ceux de Miller. J'avais déjà constaté cette différence, et signalé que les mesures de Purvis, d'ailleurs étendues⁽²⁾ et fort intéressantes, n'étaient directement utilisables qu'en valeur relative, parce que la valeur adoptée pour le champ magnétique (39.980) est certainement beaucoup trop élevée. Comme Purvis, dans sa note, indique qu'il n'a *aucun doute* sur la valeur absolue de ce champ, sans donner de renseignements sur la méthode qui a servi à le mesurer, j'indique de quelle façon on peut le calculer indirectement, en parlant de diverses mesures faites par Purvis sur ses clichés :

1° Dans son travail sur les raies des éléments Pb, Sn, Sb, Bi, Au, Purvis a eu l'occasion de mesurer les changements magnétiques des deux raies 3.383 de l'argent et 3.274 du cuivre qui se comportent comme la raie D₁ du sodium. Comparant les distances des quatre composantes de ces quadruplets à celles trouvées par Runge et Paschen, j'obtiens pour la valeur du champ 30.800 au lieu de 39.980 ;

2° Dans son travail sur les raies des éléments Ti, Cr, Mn, Purvis a mesuré le triplet pur donné par la raie 4.274,9. Ce triplet est indiqué par Miller comme ayant le double de l'écart normal ; Dufour (mesure inédite) a trouvé de son côté ce résultat vérifié⁽³⁾. Admettant cela, je calcule pour le même champ de Purvis 29.800 ;

3° Dans le même travail, Purvis donne les résultats de quelques mesures sur des raies du zinc, du magnésium et du cadmium (deu-

⁽¹⁾ B.-E. MOORE, *Astroph. Journal*, XXVIII, p. 8 (1908) ; XXX, p. 143 (1909) ; XXXIII, p. 385 (1911).

⁽²⁾ J.-E. PURVIS, *Cambr. Trans.*, XX, p. 193 (1906) ; *Proc. Cambridge*, XIII, p. 82, 325, 334 (1906) ; *Proc. Cambridge*, XIV, p. 43, 217 (1907).

⁽³⁾ Cette raie fait partie d'un triplet naturel du chrome que l'on retrouve dans l'ultra violet. Je signale à cette occasion que les deux autres raies qui l'encadrent ne donnent pas, comme on le pensait, des triplets purs : BABCOCK (*Astroph. Journ.*, XXXIII, p. 382 ; 1911).

xièmes séries secondaires). Purvis n'indique pas expressément que le courant était réglé à la même valeur que dans le reste du travail. Admettant qu'il en était ainsi, je trouve 29.600 environ en utilisant les mesures absolues indiquées plus haut pour ces raies ;

4° Enfin, ce n'est pas seulement pour les quatre raies du chrome citées par Purvis que ses résultats s'écartent beaucoup de ceux de Miller. Pour les autres triplets du chrome, pour les triplets du manganèse, on trouve le même désaccord systématique. Comparant, pour une vingtaine de triplets de ces deux substances, les valeurs indiquées pour les écarts, on peut estimer le rapport entre le champ utilisé par Purvis et celui (23.000) auquel se rapportent les résultats de Miller. Je retrouve ainsi pour le champ de Purvis 29.900 : les valeurs relatives aux raies du chrome seul donneraient même 28.500 seulement. Avec cette dernière valeur admise pour le champ, les résultats s'accorderaient avec ceux de Miller et de Babcock.

On comprend dès lors pourquoi, dans le tableau de quelques mesures sur le phénomène de Zeeman que j'ai dressé pour les Tables de la *Société française de Physique* (¹), j'ai admis que les résultats donnés par Purvis se rapportent non à un champ voisin de 40.000, mais de 30.000 environ seulement. Pour obtenir d'ailleurs, dans l'entrefer utilisé par Purvis (pièces polaires terminées par des disques de 7 millimètres de diamètre, distants de 4 millimètres) un champ de 40.000, il faudrait avec les meilleurs fers actuels un gros instrument dans le genre des électro-aimants Weiss, et Purvis aurait certainement indiqué dans ce cas le diamètre des noyaux.

Lorsqu'on constate de même, entre les résultats obtenus par deux observateurs différents, des différences *systématiques*, on est de même conduit à soupçonner que c'est la mesure du champ magnétique qui est en cause. On ne constate jamais des différences aussi grandes que dans le cas des mesures de Purvis ; mais il y a d'autres exemples où ces différences sur les valeurs de $\frac{\delta(\lambda)}{H\lambda^2}$ atteignent 5 ou même 10 0/0. Ainsi les résultats d'Hartmann sur le chrome sont plus faibles que les autres ; il est bien probable que la mesure directe du champ (faite par une méthode d'induction) explique ici encore les écarts avec les résultats des autres physiciens : en effet, la comparaison des nombres d'Hartmann avec ceux que vient d'obtenir, au

¹ A. COTTON, *le Radium*, VIII, p. 42, fév. 1911.

laboratoire de Zeeman, M^{me} I.-M. Graftdijk sur un autre spectre, celui du nickel, conduit à la même conclusion : les champs magnétiques indiqués par Hartmann sont un peu trop grands.

Comment éviter à l'avenir de telles difficultés dans les comparaisons, difficultés qui enlèvent une partie de leur valeur aux résultats de mesures qui exigent beaucoup de temps et de patience ? Il suffirait d'apporter un plus grand soin à la détermination des champs magnétiques. On peut faire cette mesure indirectement, en utilisant les mesures sur les raies du zinc pour lesquelles les mesures absolues ont fourni des résultats pratiquement identiques : c'est ce procédé qui est actuellement employé au laboratoire de Zeeman ⁽¹⁾, c'est celui qu'a employé aussi, dans un travail récent fait à Göttingue, Stephan Rybar ⁽²⁾. Cette mesure optique du champ est d'ailleurs la meilleure lorsqu'on étudie les spectres d'étincelles obtenus avec des électrodes formées de métaux ferromagnétiques dont la présence vient nécessairement troubler le champ étudié. Elle est d'ailleurs d'un emploi assez rapide, et les clichés utilisés se prêtent facilement à des mesures précises, si l'on a soin de rendre bien fines les raies avec une self-induction convenable intercalée dans le circuit de décharge (Hemsalech). La raie à employer de préférence est la raie 4.680 du zinc, qui donne un triplet pur.

Ce n'est pas la seule qu'on puisse utiliser : les mesures de Runge et Paschen, celles que nous avons faites à Zürich, celles de Tübingen, s'accordent à montrer que pour d'autres raies de séries l'effet Zeeman varie bien proportionnellement au champ et peut servir à le mesurer. Mais il importe de réduire autant que possible le nombre des raies intermédiaires qui servent finalement à rapporter la mesure aux mesures absolues proprement dites. Chacune de ces comparaisons apporte avec elle une légère incertitude : doit-on par exemple utiliser les relations simples établies par Runge et Paschen, ou bien tenir compte des très petits écarts que ces physiciens trouvent eux-mêmes, dans les diverses mesures, avec ces lois simples ? A ce point de vue il serait désirable que les physiciens qui emploient ce procédé indiquent avec précision, dans leurs mémoires, de quelles raies ils se sont servis, et quels sont (en unités d'Angström par exemple) les écarts effectivement mesurés sur les clichés servant à étudier le

(1) M^{me} BILD. VAN MEURS, *Proceedings Amsterdam*, XI, p. 223 (1908) (thèse d'Amsterdam); I.-M. GRAFTDIJK (thèse d'Amsterdam, décembre 1911).

(2) STEFAN RYBAR, *Phys. Zeitschrift*, XII, p. 889 (1911) (thèse de Budapest, 1911).

champ. De cette façon on pourrait plus tard rendre plus précis encore les résultats calculés pour ce champ, en profitant des connaissances plus complètes que les recherches ultérieures apporteront à la connaissance exacte des *rappports* entre les changements magnétiques des diverses raies et des valeurs absolues elles-mêmes.

L'exemple de Purvis montre bien que la mesure directe du champ peut conduire à des erreurs lorsqu'on a employé une seule méthode pour faire cette mesure en valeur absolue. Un contrôle est toujours nécessaire pour éviter des erreurs qui peuvent alors échapper, même à un très bon physicien. Une mesure absolue est d'ailleurs assez longue, puisqu'on doit vérifier ou étalonner les appareils dont on se sert. La balance dont nous nous sommes servis en particulier, P. Weiss et moi, et dont P. Sève a décrit récemment un modèle encore perfectionné ⁽¹⁾, donne rapidement, quand on a un ampèremètre vérifié, une valeur très précise du champ lorsque l'entrefer est suffisamment étendu. Mais on emploie le plus souvent, pour l'étude du phénomène de Zeeman, des pièces polaires trop petites pour qu'on puisse utiliser directement cet instrument. Il faut alors se servir de la balance pour étalonner, dans un champ bien uniforme, l'ensemble d'une petite bobine reliée à un galvanomètre balistique ou à un fluxmètre de Grassot ⁽²⁾. Ce dernier appareil, une fois étalonné, est d'un emploi très commode ⁽³⁾ et permet de vérifier souvent le champ dont on se sert. C'est là une dernière précaution, nécessaire surtout dans des recherches de longue durée, que je crois utile de signaler : Le plus souvent on se borne à mesurer une fois pour toutes le champ pour diverses valeurs du courant magnétisant, et on cherche ensuite à ramener dans les mesures magnéto-optiques proprement dites le courant à la même valeur. Ce procédé est théoriquement légitime, puisque, pour les fortes inductions que l'on emploie, les erreurs provenant de l'« histoire antérieure » de l'élec-

¹ SEVE, C. R., CL, 1309 (1910). — On trouvera dans la thèse de M. Sève, actuellement à l'impression, des détails sur l'emploi de cet instrument, construit par Pellin.

² GRASSOT, *J. de Phys.*, 4^e série, t. III, p. 696 (1904) (appareil construit par la Compagnie pour la fabrication des compteurs).

³) Une autre méthode, suggérée par Faraday, permettrait aussi de comparer très rapidement et d'une façon sûre un champ magnétique à un champ étalon; on utiliserait les propriétés des *cristaux* diamagnétiques ou paramagnétiques en mesurant simplement, par exemple, des durées d'oscillations. J'espère revenir ultérieurement sur cette méthode, dont nous avons M. P. Sève et moi, entrepris l'étude.

tro-aimant ne sont pas sensibles. Mais il ne faut pas oublier qu'il suppose essentiellement qu'on n'a pas touché dans l'intervalle à l'ampèremètre, que cet instrument ne renferme pas des aimants ou des ressorts qui peuvent se modifier avec le temps, et qu'on admet aussi que les bobines de l'électro-aimant sont restées bien isolées.

Un travail de H.-D. Babcock, paru aussi dans le numéro de décembre 1911 de l'*Astrophysical Journal* (XXXIV, p. 288), montre lui aussi que les remarques précédentes ne sont pas inutiles, et fait ressortir l'intérêt qu'il y aurait à mieux connaître les valeurs absolues des changements mesurés dans divers laboratoires. Babcock a été conduit par ses propres mesures sur le chrome et le vanadium (¹, par les mesures de King (²) sur le titane et le fer, faites aussi au Laboratoire de Pasadena, à remarquer que les triplets purs des raies non sériées qui varient, comme on sait, dans de larges limites, ne sont pas cependant répartis au hasard, mais paraissent se grouper autour de certaines valeurs privilégiées.

Babcock ne savait pas que j'avais moi-même signalé ce fait, et présenté des courbes représentant la distribution des écarts d'après leur grandeur même (³). Il retrouve des résultats analogues aux miens, mais nos résultats ne sont pas identiques, parce que Babcock utilise sans les corriger les valeurs des champs magnétiques donnés dans les mémoires de Miller et de Moore. Aussi la coïncidence qu'il signale entre la valeur moyenne des écarts voisins du premier maximum et la valeur de l'écart normal me paraît tout à fait accidentelle : pour 8 des 13 spectres étudiés, il faudrait en réalité augmenter de plus de 30,0 les valeurs de tous les écarts rapportés à l'unité de champ.

(¹ H.-D. BABCOCK, *Contr. Mount Wilson Solar Observatory*, n^{os} 52 et 53; *Astroph. Journal*, XXXIII, p. 217, et XXXIV, p. 209 (1911). — Le champ est mesuré par une spirale de bismuth.

(²) KING, *Contr. Mount Wilson Solar Observatory*, n^o 56; *Astroph. Journal*, XXXIV, p. 225 (1911).

³ Société française de Physique, séance du 7 mai 1909 (*Bulletin des Séances*, fasc. 4, p. 53 : 1909. — On trouvera des réductions de deux de ces courbes dans *le Radium*, VIII, p. 42 1911.

M^{me} Grafdijk vient de publier une étude plus complète à ce point de vue du spectre du fer (138 triplets), et a publié aussi des courbes analogues relatives au nickel (163 triplets) et au cobalt (59 triplets). M^{me} Grafdijk trouve que le premier maximum s'observe pour des valeurs dépassant notablement la valeur de l'état normal. Elle retrouve pour le fer, mais non pour le nickel, un maximum pour un écart voisin des $\frac{3}{2}$ de l'état normal.

INSCRIPTION GRAPHIQUE DES SIGNAUX DE L'HEURE ÉMIS PAR LA TOUR EIFFEL.
POSSIBILITÉ D'ENREGISTREMENT DES TÉLÉGRAMMES SANS FIL (1);

PAR M. ALBERT TURPAIN.

Le problème de l'enregistrement graphique des émissions de la télégraphie sans fil fut résolu dès les débuts de ce nouveau mode de télécommunication. Lorsque le cohéreur était l'organe sensible de réception, un délicat relais se chargeait d'actionner la palette d'un Morse; on y dirigeait le courant d'une pile locale. A cette époque, il est vrai, la portée des transmissions sans fil ne dépassait guère pratiquement quelque 400 kilomètre.

C'est l'utilisation des détecteurs extra-sensibles, en particulier du détecteur électrolytique préconisé pour la première fois en 1900 par notre confrère M. le commandant Ferrié, qui permit aux sansfilistes de réaliser leurs ambitions de communications intercontinentales. Mais alors toute inscription de signaux dut disparaître. L'énergie que capte l'antenne réceptrice suffit seulement à entretenir les vibrations de la plaque d'un téléphone. Les vibrations sont extrêmement peu intenses : à 300 kilomètres, à Poitiers par exemple, les ondes émises par la tour Eiffel impressionnent bien le téléphone d'un dispositif récepteur à électrolytique et cela *sans pile auxiliaire*; mais on ne peut le constater qu'en observant le plus complet silence. Dans la pratique, on utilise toujours une pile auxiliaire : la réception des ondes déterminant l'admission momentanée du courant d'une pile locale dans les solénoïdes du téléphone. Le schéma du dispositif récepteur est rappelé dans la figure 1.

Depuis qu'on utilise ce dispositif de réception à détecteur électrolytique ou des variantes de ce dispositif, qui toutes d'ailleurs se rapportent aux deux types représentés *fig. 2*, on a dû renoncer à l'inscription des signaux de la télégraphie sans fil. On revient en somme, qu'on emprunte le type à connexions directes ou à connexions indirectes, au principe du dispositif de réception des ondes électriques à l'aide du téléphone que j'ai le premier indiqué et mis en pratique dès 1894, deux ans avant les premières expériences de M. Marconi, en disposant un téléphone dans un résonnateur à coupure.

¹ Communication faite à la Société française de Physique : séance du 19 janvier 1912.

Le problème de l'enregistrement graphique des ondes électriques

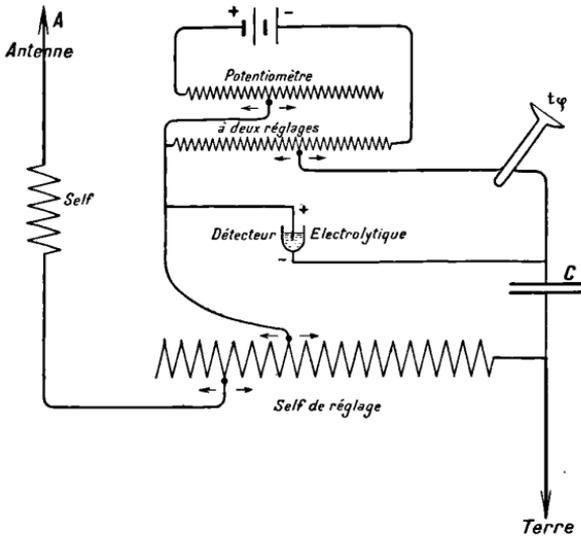


FIG. 1. — Schéma complet d'un poste récepteur de télégraphe sans fil à détecteur électrolytique (connexions directes).

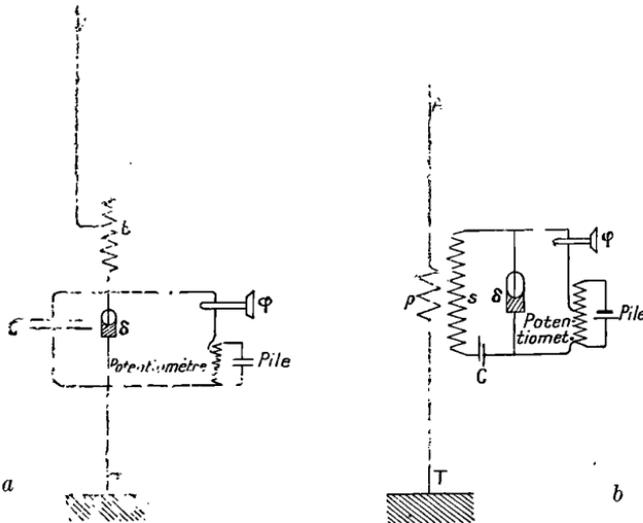


FIG. 2. — Schémas généraux des deux types de dispositifs récepteurs des ondes électriques à détecteur électrolytique.

a) Type à connexions directes; b) type à connexions indirectes.

reçues par le détecteur électrolytique et par tous les détecteurs extra-

sensibles qui empruntent le téléphone se pose donc à nouveau. On conçoit, sans qu'il y ait lieu d'insister, tout l'intérêt que sa solution présente, si l'on songe qu'elle permettrait par surcroît l'enregistrement des signaux de l'heure, par suite la détermination de la position géographique d'un point. On peut même espérer simplifier assez notablement les dispositifs employant les signaux de l'heure aux opérations géodésiques si l'on parvient à enregistrer graphiquement lesdits signaux.

J'ai reçu au laboratoire de Poitiers les signaux de l'heure dès l'origine, à l'époque où ils étaient émis non pas à minuit, ni à onze heures du matin, mais à huit heures et demie du soir. Cette réception se faisait au moyen de l'antenne de mes dispositifs préiseurs et enregistreurs d'orage. L'envoi des signaux de l'heure, effectué ainsi à huit heures et demie du soir par la tour Eiffel pendant une période d'essai d'une quinzaine de jours, me permit même, en mai 1910 du 9 au 22, de montrer ces signaux à l'auditoire d'un cours public d'électricité industrielle qui avait lieu à cette heure. Je dis : *montrer*, car à cette époque je suis arrivé à rendre sensibles les émissions de la tour Eiffel en utilisant le spot lumineux d'un galvanomètre Thompson convenablement réglé.

Dès cette époque, je me suis proposé l'enregistrement de ces signaux de l'heure qu'on reçoit d'une manière si nette dans un téléphone, bien qu'ils soient dus à l'arrivée sur l'antenne de réception d'une énergie extraordinairement faible.

Je passerai sous silence les nombreux essais suivis d'insuccès que j'ai tentés et me contenterai d'indiquer que c'est en partie dans l'espoir d'arriver à l'enregistrement dont je vous apporte ce soir les premiers résultats que j'ai combiné le microampèremètre enregistreur exposé à la séance de Pâques 1910 et décrit ici même le 2 juin 1911.

La fraction de l'énergie des ondes émises par la tour Eiffel que recueille l'antenne de Poitiers (Faculté des Sciences) est extrêmement faible. Je n'ai pu parvenir encore à la mesurer et, d'après divers essais, j'espère pouvoir faire cette mesure à l'aide d'un galvanomètre pour courants alternatifs du type décrit et combiné par M. Abraham (*C. R. Académie des Sciences*, 30 avril 1906) que M. Carpentier me construit à l'heure actuelle. Ce que j'ai pu déterminer, c'est la valeur de la variation de courant qu'une émission de la tour Eiffel produit dans le circuit d'un électrolytique disposé à Poitiers.

Cette variation de courant est à peine de l'ordre du dixième de microampère. Quant à l'énergie mise en jeu au moment de cette variation de courant provoquée par l'arrivée des ondes, elle me paraît très variable, et cela par suite des variations mêmes que présente l'état électrique de l'antenne.

L'état électrique de l'antenne dépend des conditions atmosphériques, et il semble que l'arrivée d'ondes extérieures détermine un déséquilibre momentané d'un état statique de l'antenne en relation avec l'état du ciel. L'antenne serait analogue à un conducteur chargé; l'arrivée d'une onde ou d'un front d'onde déclencherait une décharge partielle de l'antenne. C'est l'énergie de cette décharge qui permettrait l'enregistrement de l'onde reçue comme elle permet d'ailleurs la mise en vibration de la plaque d'un téléphone récepteur.

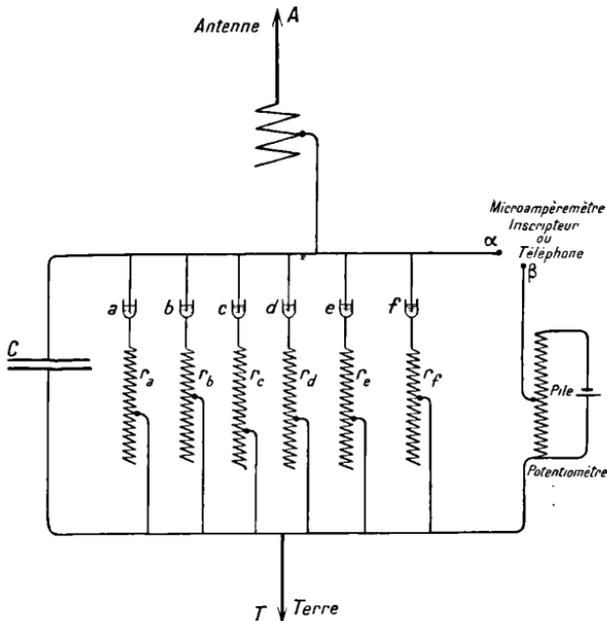


FIG. 3. — Enregistrement graphique des signaux de l'heure : Schéma du dispositif à connexions directes.

Ainsi s'explique, à mon sens, la grande difficulté que présente l'enregistrement des signaux, comme d'ailleurs la réception au téléphone, dès que l'atmosphère présente un état électrique variable. Aucun enregistrement n'est possible lorsque des nuages chargés

couvrent le ciel, et d'une manière générale lorsque mes dispositifs enregistreurs de l'état électrique de l'atmosphère fournissent des indications. Par contre, lorsque le ciel est serein, l'enregistrement se fait sinon avec facilité, du moins d'une manière fidèle.

Ayant reconnu que la variation de courant déterminée par une onde dans le circuit d'un électrolytique pouvait atteindre dans des conditions très favorables environ $0^{\mu\alpha}$, j'ai eu l'idée, pour accroître la valeur du courant admis dans l'appareil enregistreur, de constituer une batterie d'électrolytiques. J'espérais ainsi qu'à l'arrivée d'une onde chaque électrolytique provoquerait pour sa part une décharge de l'antenne et qu'à la faveur de ces décharges la variation du courant de la pile locale admis dans le circuit de l'enregistreur s'accroîtrait. Mais il y a assez loin de cette idée à sa réalisation. Dans la pratique, on se heurte à une difficulté de réglage qui m'a longtemps arrêté.

Le dispositif à réaliser est en somme le suivant : un certain nombre d'électrolytiques, six points par exemple, sont disposées en batterie entre l'antenne et la terre, comme le représente le schéma de la *fig. 3*, qui est un type de connexions directes. Un potentiomètre unique entretient le courant convenable dans les électrolytiques. Chacun des électrolytiques *a, b, c, d, e* et *f* est d'ailleurs muni de résistances variables r_a, r_b, r_c, r_d, r_e , et r_f , qui permettront de parfaire le réglage.

Voici la meilleure manière d'effectuer le réglage : on dispose le téléphone en $\alpha\beta$ et, pendant que la tour Eiffel émet des signaux, on règle le potentiomètre de manière à entendre aussi distinctement que possible avec chaque électrolytique pris séparément. Des ponts mobiles établis dans des godets de mercure permettent d'introduire ou d'enlever facilement chaque pointe d'électrolytique du circuit.) On adopte alors comme réglage du potentiomètre un réglage moyen entre ceux extrêmes que cette première audition a indiqués. Ceci fait, il s'agit de parfaire le réglage, c'est le point le plus délicat. J'ai fait construire, dans le but d'effectuer avec sûreté ce réglage définitif au téléphone, des téléphones spéciaux à transformateurs par la Société industrielle des Téléphones. Les observations auxquelles l'emploi de ces appareils m'ont conduit feront l'objet d'une communication ultérieure. On peut aussi effectuer ce réglage au moyen du galvanomètre à miroir, du Thompson par exemple. Quel que soit le moyen d'observation employé, ce à quoi il faut parvenir, c'est à régler chaque

pointe, de telle sorte qu'elles se trouvent toutes aussi identiques que possible quant à la réception des ondes. On le reconnaît à ce que leur mise en série accroît effectivement l'intensité du son écouté au téléphone ou l'impulsion du spot lumineux du galvanomètre. On constate qu'il suffit d'une différence très faible de valeur entre deux pointes pour que l'introduction dans le circuit d'une nouvelle pointe n'accroisse en rien le courant total accepté en $\alpha\beta$. Parfois même l'introduction d'une pointe non parfaitement réglée diminue au lieu de l'accroître la valeur du courant total qui doit agir sur le micro-ampèremètre enregistreur. Comme il faut évidemment subordonner ce réglage aux émissions que fait la tour Eiffel, on conçoit sans peine qu'à la délicatesse de l'opération vient s'ajouter l'ennui d'une longue durée.

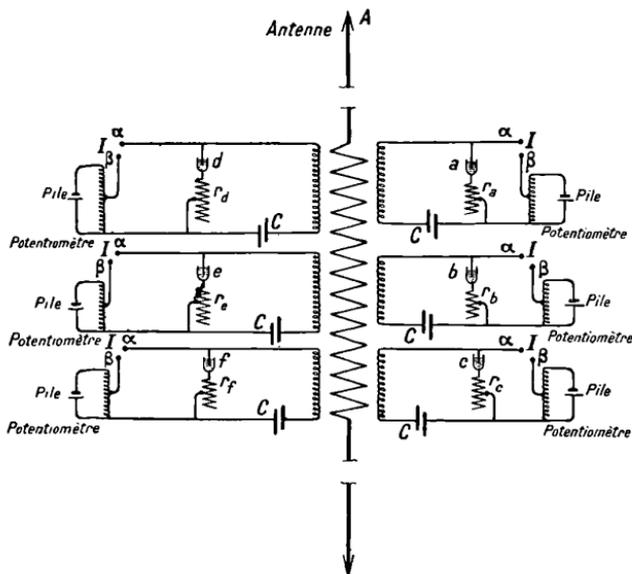


FIG. 4. — Enregistrement graphique des signaux de l'heure : Schéma du dispositif à connexions indirectes.

On peut chercher à rendre plus commode le réglage en adoptant un type de réception à connexions indirectes que représente la *fig. 4*. Chaque pointe possède alors son potentiomètre, une résistance pour parfaire le réglage et même un condensateur réglable. Toutes les bornes α , réunies entre elles, sont connectées à l'une des bornes du

microampèremètre enregistreur ; toutes les bornes β , à la seconde borne du même appareil.

Malheureusement la transformation qu'impose l'adoption de ce dispositif fait certainement perdre un peu d'énergie.

Voici trois des meilleurs tracés que j'ai obtenus jusqu'à ce jour. Deux d'entre eux ont été obtenus au moyen d'une connexion directe avec l'antenne, le troisième est le résultat d'un réglage en connexions indirectes. Évidemment les tracés obtenus sont très faibles ; cependant, à la loupe, on distingue parfaitement ceux dus à l'envoi des traits succesifs — — — précédant le signal horaire de 10^h 45 matin, ceux dus à l'envoi des signaux — — — — — précédant le signal horaire de 10^h 47 matin et enfin ceux provenant de l'envoi des signaux — — — — — — — — — — — précédant le signal horaire de 10^h 49 matin. On aperçoit même le commencement de la dépêche météorologique qui fait suite aux signaux de l'heure.

Toutes ces expériences ont été assez coûteuses, en achat d'appareils et en construction de nouveaux dispositifs précis, tel que le microampèremètre. Je tiens à remercier ici publiquement M. le doyen Garbe, qui depuis dix ans que je suis à Poitiers n'a cessé de mettre à ma disposition et sans compter ses crédits et toutes les ressources de son laboratoire.

Il y a évidemment lieu de perfectionner ces premiers résultats. Je compte y parvenir en diminuant l'amortissement de l'équipage de mon microampèremètre enregistreur, tout en augmentant la sensibilité de cet appareil. Le nouveau cadre que, sur mes données, la maison J. Richard construit en ce moment me permettra, j'espère, de rendre quatre à cinq fois plus sensible l'appareil. Je compte, par un artifice d'expérience que j'indiquerai plus tard, arriver à mieux dissocier les traits des points et par là faire servir ce nouveau dispositif non seulement à l'enregistrement des signaux horaires, mais encore à l'inscription des télégrammes sans fil, et cela d'une manière lisible. Je fonde également beaucoup d'espoir sur l'emploi des détecteurs à cristaux qui m'ont déjà fourni quelques observations intéressantes.

En terminant cet exposé, qu'on me permette le rappel de quelques souvenirs personnels. C'est en poursuivant depuis 1885 et sans succès encore la solution pratique du problème de la téléphotie, au sujet duquel j'exposais, dès 1887, à mon maître M. Pionchon, mes projets, que je fus amené à répéter, un des premiers en France, les expériences de Hertz. J'ai toujours pensé en effet que la solution vraiment pratique

du problème du transport de l'image à distance serait dans le succès d'un dispositif qui, d'ailleurs renversable, transformerait les ondes lumineuses en ondes électriques, un peu à la manière dont le téléphone de Bell transforme les ondes sonores en ondes électriques. Cette recherche m'a conduit à imaginer, dès 1894, le résonateur à coupure, et la réception des ondes électriques au moyen du téléphone; expériences qui ont été effectuées à cette époque, à plusieurs reprises, dans les caves de la Faculté des Sciences de Bordeaux en présence de plusieurs de nos confrères, les professeurs Bergonié et Sigalas entre autres, ainsi que du regretté doyen Brunel.

Je suis arrivé alors, d'octobre à décembre 1894 (deux ans avant les premiers essais de M. Marconi), à recevoir des ondes électriques rythmées au téléphone, à 25 mètres de distance et à travers quatre murs de 50 centimètres d'épaisseur chacun. En 1895, la maladie m'éloigna, pendant environ deux ans, du laboratoire. Je crois avoir été le premier à utiliser les ondes de Hertz, lequel domine par son génie toutes les recherches de cet ordre, pour faire en somme de la télégraphie sans fil, à la vérité à une époque qui, comparée à l'époque actuelle, n'est que la préhistoire de ce nouveau mode de télécommunication. Je devais ne pas me désintéresser par suite des progrès de cette nouvelle télégraphie.

Je suis donc heureux de pouvoir vous apporter, ce soir, un perfectionnement des plus récents dispositifs de cette télégraphie, ayant enfin réussi à rendre les ondes venues de Paris sympathiques à mes appareils.

**DÉTERMINATION DE LA FORCE ÉLECTROMOTRICE
DE L'ÉLÉMENT WESTON NORMAL PAR MM. HAGA ET BOEREMA;**

Par M. le Comte DE BAILLEHACHE.

§ 1. — On sait que la Conférence internationale des Unités et Étalons électriques (Londres, 1908) a recommandé, pour la réalisation du volt international, l'emploi d'un élément Weston normal, dont la force électromotrice aurait été déterminée en fonction de l'ohm international et de l'ampère international, et que la Conférence a fixé *provisoirement* la force électromotrice de l'étalon Weston normal,

construit suivant certaines spécifications, à 1,0184 volt à la température de 20° C.

La méthode qu'on emploie pour déterminer la force électromotrice d'une pile étalon consiste toujours dans la mesure de l'intensité d'un courant tel que la différence de potentiel à laquelle il donne naissance fasse équilibre aux extrémités d'une résistance connue à la force électromotrice de l'élément à étudier.

Toutes les déterminations qu'on a faites jusqu'à présent diffèrent par les procédés mis en œuvre pour la mesure du courant; mais, dans tous les laboratoires de recherches, on s'est servi exclusivement d'électrodynamomètres absolus. Les résultats diffèrent sur la valeur du dix-millième de volt.

Comme il y a le plus grand intérêt à déterminer par des procédés aussi différents que possible une quantité aussi fondamentale pour les mesures électriques, MM. *Haga* et *Boerema* ont employé la méthode, très simple en principe, mais d'une application particulièrement difficile, qui consiste à mesurer le courant par la boussole des tangentes, encore qu'à une erreur ϵ sur la valeur de la composante horizontale de l'intensité du magnétisme terrestre corresponde une erreur $5,5 \epsilon$ sur la valeur de la force électromotrice cherchée. Il est cependant possible de déterminer avec un degré de précision très élevé l'intensité horizontale du champ terrestre avec ses variations dans l'espace et dans le temps et de calculer exactement le facteur de réduction des boussoles des tangentes.

Le laboratoire de physique de l'Université de Groningue où les mesures ont eu lieu est disposé dans des conditions favorables pour le succès de telles expériences : sa construction est exempte de fer, l'endroit où il est bâti est fort tranquille, l'influence des champs parasites et des courants vagabonds n'y est pas à craindre. Les mesures ont été faites la nuit.

L'intensité horizontale du magnétisme terrestre a été déterminée par la méthode du magnétomètre bifilaire; le courant a été mesuré au moyen d'un ensemble de deux boussoles des tangentes. — Les résultats ont été communiqués, le 26 novembre 1910, à l'Académie royale des Sciences d'Amsterdam.

§ 2. — MM. *Haga* et *Boerema* ont employé le dispositif représenté par le schéma *fig. 1*.

Principe : Si l'on fait passer un courant d'environ 0,5 ampère à travers une résistance étalonée de 2 ohms, on peut arriver, moyen-

nant un réglage convenable, à opposer la différence de potentiel correspondante aux bornes de cette résistance à la force électromotrice de l'élément Weston normal choisi pour les mesures.

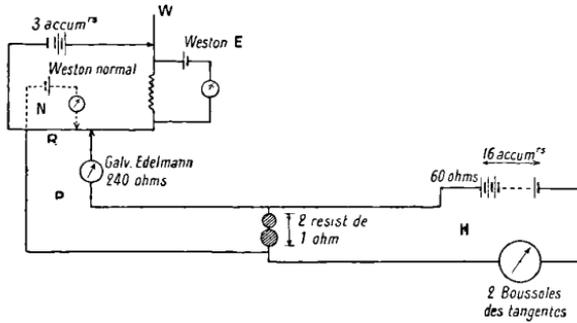


FIG. 1.

Les deux résistances de 1 ohm en manganin ont été construites spécialement par Otto Wolff; on les a immergées dans une cuve pleine d'huile de paraffine remuée par un agitateur. Leur valeur a été évaluée en ohms internationaux par comparaison, au pont de Wheatstone, avec deux résistances étalons de 1 ohm, lesquelles furent vérifiées avant et après les essais à la Physikalisch Technische Reichsanstalt. Les résistances ont été déterminées au microhm.

Les boussoles des tangentes ont été placées respectivement au nord et au sud du magnétomètre bifilaire, de façon qu'on pût déterminer la valeur de la composante horizontale du champ terrestre H immédiatement avant les mesures du courant et immédiatement après; on continuait les lectures des variomètres d'intensité et de déclinaison pendant les mesures du courant.

On a comparé la différence de potentiel entre les extrémités de la résistance de 2 ohms à la différence de potentiel de l'élément Weston normal N au moyen d'un potentiomètre de Raps. Une batterie auxiliaire de trois accumulateurs, une résistance de réglage W en série avec une résistance de protection de 10.190 ohms, et un élément Weston E en dérivation permettaient d'obtenir un courant de 0.0001 ampère environ et de déterminer R , de façon que le courant s'annulât dans le circuit de l'élément étalon N . On ajustait alors la résistance de 60 ohms de façon qu'avec la même résistance R il ne passât plus de courant dans le circuit P . Une lecture simultanée des deux boussoles des tangentes donnait alors l'intensité du courant à

mesurer. Mais, comme il n'était pas possible d'obtenir l'invariabilité de R dans les deux cas, on a fait une partie des mesures avec une résistance potentiométrique un peu plus faible dans le circuit P que dans le circuit N, l'autre avec une résistance un peu plus forte. Les résistances R pouvaient être déterminées au microhm.

Les galvanomètres des circuits P et N étaient placés à 11 mètres des boussoles des tangentes pour éviter l'influence des champs magnétiques sur les boussoles.

Le magnétomètre absolu bifilaire, en principe conforme à celui de F. Kohlrausch, a été notablement perfectionné par MM. Van Dijk et Kunst.

§ 3. — Les éléments Weston nouveaux, au nombre de 31, ont été construits par M. Boerema d'après le « procédé par précipitation » en ce qui concerne la préparation du sulfate mercurieux. Le sulfate de cadmium, fourni par Kahlbaum « Zur Arsenbestimmung », a été recristallisé à plusieurs reprises. Les éléments ont été préparés à des époques différentes, soudés à la lampe aussitôt, et enfermés dans une boîte en laiton remplie d'huile de paraffine. Les forces électromotrices de ces éléments ont été trouvées très voisines les unes des autres ; la somme des forces électromotrices des 31 éléments n'a été trouvée que de 38 microvolts supérieure à celle de trois éléments S_5 , S_6 et S_8 prêtés au professeur Haga, en 1908, par le National Physical Laboratory. Ceci confirme qu'il est *parfaitement possible de reproduire l'élément Weston normal*. L'élément qui a servi aux mesures définitives porte la désignation C_{20} .

§ 4. — Les boussoles des tangentes étaient placées à 90 centimètres au nord et à 90 centimètres au sud du magnétomètre bifilaire sur des colonnes en pierre de taille scellées au plâtre sur le même massif. Les distances ont été mesurées avec une échelle graduée en verre, de 2^m,50 de longueur, placée parallèlement au méridien magnétique, à 13 millimètres environ en arrière des fils de cocon des magnétomètres. Les lunettes ont été disposées avec leurs échelles à plus de 3 mètres en avant des miroirs des boussoles et du bifilaire ; leur grossissement était en moyenne de 55 ; les échelles étaient en verre opalin.

Un variomètre de Kohlrausch, disposé dans un plan mené par le bifilaire à peu près normalement au plan du méridien magnétique, permet de suivre les variations présentées par la déclinaison pendant la mesure de H. Pour connaître, durant les mesures, les variations

temporaires de cette intensité, on s'est servi d'un second variomètre installé dans une cuve à température sensiblement constante. Pour éviter l'influence du rayonnement de l'observateur, on avait disposé une lunette spéciale à 2 mètres du variomètre; l'échelle en verre de cette lunette était transparente et éclairée par une lampe à incandescence et un réflecteur.

§ 5. — *Détermination de H.* — Supposons le magnétomètre bifilaire orienté est-ouest. Si un aimant l'écarte de sa position d'équilibre, le couple auquel le magnétomètre est soumis par la suspension va être modifié par l'influence du magnétisme terrestre et des aiguilles du magnétomètre, sud et nord, d'où une équation d'équilibre :

$$(1) \quad MH = \frac{D \operatorname{tang} \alpha}{1 + 2 \frac{K_n}{a_n^3} + 2 \frac{K_s}{a_s^3}}$$

D, couple du bifilaire;

M, moment magnétique de l'aimant;

H, intensité horizontale à l'endroit où l'aimant est suspendu dans l'instrument;

$$K_s = \frac{m_s}{H}, \quad K_n = \frac{m_n}{H};$$

m_s et m_n , moments magnétiques des aiguilles des magnétomètres des boussoles;

a_s et a_n , distances des aiguilles des magnétomètres sud et nord à l'aimant du bifilaire;

α , angle horizontal dont s'écarte de sa position d'équilibre la droite qui joint les deux points de suspension des fils du bifilaire.

D'autre part, l'aimant bifilaire fait sortir les aiguilles des magnétomètres du plan du méridien magnétique. Soit ξ le couple que l'aimant exerce sur l'aiguille sud :

$$\xi = - \frac{Mm_s}{a_s^3} P_s \cos \alpha \cos \Phi_s + 2 \frac{Mm_s}{a_s^3} Q_s \sin \alpha \sin \Phi_s.$$

Φ_s , angle de déviation,

$$\left\{ \begin{array}{l} P_s = 1 - \frac{3}{8} \frac{d^2}{a_s^2} + \frac{15}{8} \frac{d^2}{a_s^2} \sin^2 \alpha + \frac{15}{128} \frac{d^4}{a_s^4} + \frac{3}{2} \frac{\sigma_s^2}{a_s^2}; \\ Q_s = 1 - \frac{3}{4} \frac{d^2}{a_s^2} + \frac{5}{4} \frac{d^2}{a_s^2} \sin^2 \alpha + \frac{45}{128} \frac{d^4}{a_s^4} + 3 \frac{\sigma_s^2}{a_s^2}. \end{array} \right.$$

d , distance des pôles des aimants;

σ_s , distance polaire de l'aiguille sud.

Mais l'aiguille sud est soumise en outre à trois couples causés

par le magnétisme terrestre, la torsion du fil et l'aiguille nord. Il s'ensuit :

$$(2) \quad \frac{H_s}{M} = \frac{P_s \cos \alpha - 2Q_s \sin \alpha \operatorname{tang} \Phi_s}{a_s^3 \left(1 + \theta_s + 2 \frac{K_n}{a_s + a_n} \operatorname{tang} \Phi_s \right)}$$

H_s , intensité horizontale à l'endroit où est placée l'aiguille au sud de l'aimant du bifilaire ;

θ_s , coefficient de torsion de l'aiguille sud.

Posant $f_s = \frac{H_s}{H}$, il vient :

$$H = \sqrt{\frac{P_s \cos \alpha - 2Q_s \sin \alpha \operatorname{tang} \Phi_s}{f_s \left[1 + \theta_s + 2 \frac{K_n}{a_n^3} + 2 \frac{K_s}{a_s^3} + 2 \frac{K_n}{(a_s + a_n)^3} \right]}} \cdot \sqrt{\frac{D \operatorname{tang} \alpha}{a_s^3 \operatorname{tang} \Phi_s}} = C_s V_s.$$

C_s , constante ;
 V_s , variable d'une détermination à une autre.

On peut aussi bien déduire H de l'écart du magnétomètre bifilaire et de l'écart du magnétomètre nord par rapport à leurs positions initiales respectives, d'où :

$$H = \sqrt{\frac{P_n \cos \alpha - 2Q_n \sin \alpha \operatorname{tang} \Phi_n}{f_n \left[1 + \theta_n + 2 \frac{K_s}{a_s^3} + 2 \frac{K_n}{a_n^3} + 2 \frac{K_s}{(a_s + a_n)^3} \right]}} \cdot \sqrt{\frac{D \operatorname{tang} \alpha}{a_n^3 \operatorname{tang} \Phi_n}} = C_n V_n,$$

et finalement :

$$H = \frac{1}{2} (C_s V_s + C_n V_n).$$

Le problème étant résolu mathématiquement, il fallait mesurer et calculer ces différentes grandeurs. C'était là la partie la plus difficile.

Pour D , on a :

$$D = \left(mg \frac{e_1 e_2}{4} + \frac{2\pi}{5} \rho^2 E g \right) \left(L - \rho^2 \sqrt{\frac{2\pi E}{m}} \right).$$

e_1, e_2 , distances des fils de suspension au niveau des poutrelles supérieure et inférieure du magnétomètre bifilaire ;

L , longueur moyenne des fils de suspension ;

ρ , son rayon ;

E , module d'élasticité ;

m , masse des corps suspendus aux fils de suspension, augmentée du demi-poids de ces derniers ;

$$g = 980,615 (1 - 0,00026 \cos 2\varphi - 0,0000002h \text{ cm} \cdot \text{s}^{-2} :$$

$$\varphi, \text{ latitude ; } h, \text{ altitude.}$$

Pour mesurer m , on a pesé les différentes pièces du magnétomètre qui devaient être suspendues aux fils, séparément et globalement, avant et après les mesures, au moyen de poids corrigés à l'aide d'un kilogramme étalon de masse exactement connue.

La longueur des fils de suspension s'obtient à l'aide d'une échelle en verre, comparée sous le comparateur avec un mètre étalon. Les mesures des fils ont été effectuées avant, après et pendant la détermination de la force électromotrice de l'élément C_{20} , en tenant compte des températures des parties supérieure et inférieure du magnétomètre bifilaire.

On a déterminé f au moyen du variomètre d'intensité.

L'une des déterminations les plus difficiles fut celle de la distance polaire de l'aimant : pour y arriver, on a mesuré à six reprises les angles dont l'aimant fait dévier une courte aiguille aimantée placée à deux distances différentes; on a fait trois séries de mesures à des distances de 75 centimètres et 105 centimètres et trois séries intermédiaires à des distances de 80 centimètres et de 100 centimètres. La moyenne des mesures a donné, par hasard, exactement les $\frac{5}{6}$ de la longueur de l'aimant.

§ 6. — *Détermination de i .* — Soit un courant d'intensité i_s imprimant à l'aiguille sud une déviation ω_s . L'aiguille sud est soumise à un couple, qui s'ajoute au couple auquel l'aiguille obéit par suite du magnétisme terrestre, du fil de cocon et de l'aiguille du magnétomètre nord. Il vient, tous calculs faits :

$$i_s = \frac{H_s R}{2\pi} \left[1 + \theta_s + \frac{2K_n}{(a_s + a_n)^3} \right] \\ \times \left[1 + \frac{1}{8} \frac{R^2}{b^2} - \frac{1}{6} \frac{h^2}{R^2} - \frac{3}{16} \frac{\sigma_s^2}{R^2} + \frac{al}{2\pi R} \frac{R + \frac{l}{2}}{(R + l)^2} \right] \\ \times \left(1 + \frac{45}{16} \frac{\sigma_s^2}{R^2} \sin^2 \omega_s \right) \cdot \text{tang } \omega_s.$$

R , rayon moyen de l'anneau de la boussole sud ;

b , sa largeur; h , son épaisseur ;

l , longueur des bandes servant d'électrode ;

a , distance de leurs milieux ;

σ_s , distances des pôles de l'aiguille.

On a trouvé :

$$i_s = 3,2214 H_s [1 + 0,00017 (t^0 - 17^0,3)] \times (1 + 0,0026 \sin^2 \omega_s) \cdot \text{tang } \omega_s,$$

et pour la boussole nord :

$$i_n = 3,2869H_n[1 + 0,0000008(t^\circ - 17^\circ,5)] \times (1 + 0,0028 \sin^2 \omega_n) \cdot \text{tang } \omega_n.$$

Le courant circulait dans les deux boussoles à la fois ; il était amené aux boussoles par deux câbles tordus uniformément l'un autour de l'autre.

§ 7. — *Mesure des distances à l'échelle.* — On s'est servi d'une règle en laiton de 3 mètres environ de longueur, graduée à ses extrémités en millimètres, sur laquelle glissaient des réglottes en laiton, également graduées en millimètres, et munies à leurs bouts de pointes en ivoire. Dans chaque détermination, on a mesuré la distance du miroir à l'échelle pour le magnétomètre bifilaire, celle de l'échelle à la paroi de verre pour les magnétomètres unifilaires. On a tenu compte des corrections de différence de hauteur entre l'échelle et le miroir, de différences de hauteur entre l'échelle et l'axe de la lunette, de courbure du miroir et d'épaisseur de la fenêtre.

§ 8. — Toutes les *dimensions linéaires* nécessaires pour la détermination de l'intensité du courant, les diamètres moyens de l'anneau des boussoles, les longueurs et les distances des fils de suspension de l'aimant du magnétomètre bifilaire ont été mesurés, à l'aide d'un mètre étalon en invar, dont les erreurs de graduation avaient été relevées au moyen d'un double décimètre en invar vérifié à Breteuil.

Les mesures des diamètres de l'anneau de la boussole sud ont été effectuées au moyen d'un cathétomètre de la Société Genevoise, portant deux lunettes avec micromètre oculaire.

§ 9. — *Marche des opérations.* — Les mesures nécessitaient le concours de quatre opérateurs, et chacune d'elles trois suites d'opérations. Dans les déterminations finales, on a effectué deux séries de mesures semblables, de sorte que le nombre total des mesures du courant a été de cinquante pour chacune des boussoles.

1° Première détermination de II : On observait à la fois, sur un signal donné, les positions du magnétomètre bifilaire et des magnétomètres sud et nord ; on lisait toutes les deux minutes les variomètres d'intensité et de déclinaison ;

2° Détermination de l'écart des deux boussoles des tangentes à l'instant où le circuit P se trouvait sans courant ; lecture simultanée de R. On répétait cette mesure onze fois de suite, en renversant le courant au moyen d'un commutateur placé près une des lunettes ;

3° Deuxième détermination de H. — Pendant qu'on ne mesurait pas H, on remplaçait l'aimant par un cylindre en laiton du même poids. Après chaque détermination de H, on mettait l'aimant dans une boîte contenant de l'ouate, avant de lancer le courant.

Les opérations définitives ont eu lieu du 26 au 30 septembre 1910; la température à laquelle la résistance de 2 ohms a été soumise au courant a varié de 15°,6 à 18°,2; le courant a varié de 0,50913 ampère à 0,50924 ampère; la résistance de 2 ohms a varié de 2,00000₉ à 2,00014₄. La force électromotrice moyenne de l'élément C₂₀ à 17° a été trouvée de 1,01835, en tenant compte de la formule recommandée par la Conférence de Londres :

$$E_t = E_{20} - 0,0000406 (t^\circ - 20^\circ) - 0,00000095 (t^\circ - 20^\circ)^2 + 0,00000001 (t^\circ - 20^\circ)^3.$$

§ 10. — *Résultats.* — Comme la force électromotrice moyenne des 31 éléments construits à Groningue n'est que de 1,2 microvolt supérieure à celle de l'élément C₂₀, et qu'une comparaison faite au commencement de janvier 1911 à Charlottenburg par le professeur Haga lui a montré que la force électromotrice moyenne de ces éléments était de $1 \cdot 10^{-3}$ volt inférieure à la force électromotrice de la moyenne des éléments internationaux de la Physikalische Technische Reichsanstalt, il résulte des recherches de MM. Haga et Boerema que :

La force électromotrice de l'élément Weston normal à 17° est de 1,0183₆ volt ohm international anglo-allemand \times ampère 10^{-4} C.G.S.).

Etant donné l'incertitude qui subsiste encore sur la valeur exacte de l'équivalent électrochimique de l'argent, il n'est pas possible encore, dans l'état actuel de la métrologie électrique, d'exprimer le résultat précédent en fonction du volt international (ohm international \times ampère international).

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLIII, n° 26; décembre 1911; — t. CLIV, n° 1, 2, 3; janvier 1912.

H. PARENTY. — Sur un compteur de vapeur. — P. 25.

Description, dessin et théorie.

ANDRÉ LÉAUTÉ. — Sur le développement d'une fonction en série d'exponentielles; application au transport de force à 100.000 volts de l'exposition de Turin. — P. 28.

Théorie mathématique.

R. FRIC. — Sur les modifications subies par les nitrocelluloses et les poudres qui en dérivent sous l'action de la chaleur. — P. 31.

Expériences montrant que la détermination du frottement interne des solutions de nitrocelluloses ou de poudres, permet de suivre les modifications subies d'une façon commode et précise.

Louis MARMIER. — Action des rayons ultra-violetes sur l'hyposulfite de sodium. — P. 32.

Il se produit de l'hydrosulfite et du soufre après cinq minutes d'exposition; après soixante-dix minutes, l'hydrosulfite se décompose lui-même et il reste surtout du sulfite. Il ne se produit aucune action si les solutions contiennent plus de 6 grammes d'hyposulfite par litre.

G. RAYMOND. — Résultats de mesures photo-électriques faites à Antibes pendant l'année 1911. — P. 45.

Tableau de la durée de la déperdition d'une charge négative déterminée, à midi, pendant l'année 1911. La variation est régulière et fonction de la hauteur du Soleil, avec un retard qui place le minimum de l'action photoélectrique en janvier et le maximum en juillet.

La transparence apparente de l'atmosphère ne permet pas de préjuger de la quantité de radiations actives.

MARCEL OSTWALD. — Sur une relation simple entre le coefficient de dilatation des liquides et la température. — P. 61.

De la formule :

$$D = D_0 \left(1 - \frac{T}{2T_c} \right).$$

D, densité du liquide à la température absolue T ;

D₀, densité du liquide au zéro absolu ;

T_c, température critique,

on tire :

$$\alpha = \frac{1}{2T_c - T}$$

Tableau montrant une vérification assez bonne de cette formule.

ALFRED ANGOT. — Valeur des éléments magnétiques à l'observatoire du Val-Joyeux, au 1^{er} janvier 1912. — P. 94.

Éléments	Valeurs absolues pour 1912	Variation annuelle 1911-1912
Déclinaison	14° 43' 43	— 8' 51
Inclinaison.....	64° 41' 1	— 1' 5
Composante horizontale.....	0,19739	0,00000
— verticale.....	0,41731	— 0,00045
— nord.....	0,19134	+ 0,00012
— ouest.....	0,04850	— 0,00047
Force totale.....	0,46164	— 0,00041

ALFRED ANGOT. — Sur la valeur moyenne de la nébulosité à l'époque de la prochaine éclipse totale de Soleil. — P. 95.

L'étude des vingt années (1891-1910) d'observations de nébulosité à Paris et à Nantes permet de prévoir pour le 17 avril :

A Paris, 18 cas favorables pour 31 défavorables ;

A Nantes, 13 cas favorables pour 27 défavorables.

E. VALLIER. — Sur la position actuelle du problème balistique. — P. 101.

Pour les projectiles oblongs, la résistance de l'air est dirigée suivant la tangente à la trajectoire décrite par le centre de gravité. De plus, la valeur la plus probable de cette résistance est :

$$R = 338mi\delta f(v),$$

avec :

$$f(v) = 0,2002v - 48,05 + \sqrt{(0,1648v - 47,95)^2 + 9,6} + \frac{0,0442v(v - 300)}{\left(371 + \frac{v}{200}\right)^{10}};$$

m , masse du projectile ;

i , coefficient relatif au projectile ;

δ , poids du mètre cube d'air.

Les unités sont le mètre et le kilogramme.

AUGUSTE RIGHI. — Étincelles dans l'air raréfié et sous l'action d'un champ magnétique. — P. 105.

On peut tirer un faisceau de rayons magnétiques de l'étincelle ordinaire aussi bien que de la décharge à anneau de Thomson (¹). Photographie. D'après l'auteur, les rayons magnétiques sont des rayons cathodiques enroulés en hélices contenant aussi des couples neutres formés d'un ion positif et d'un électron ; les couples neutres seront fournis par l'air ionisé par l'étincelle. Celle-ci fournit aussi une émission d'ions (ions positifs et électrons négatifs) dans l'air raréfié dont le champ magnétique augmente l'action mécanique : expériences.

LOUIS ROY. — Les équations générales des membranes flexibles. — P. 109.

Théorie mathématique.

DE BROGLIE. — Sur des observations du mouvement brownien dans les gaz à basse pression. — P. 112.

A première approximation, l'indépendance du mouvement brownien et de la pression paraît se vérifier ; mais, à partir de quelques millimètres de mercure, l'agitation tend à s'accroître.

C. LEENHARD et A. BOUTARIC. — Cryoscopie dans l'hyposulfite de sodium cristallisé à 5 molécules d'eau. — P. 113.

Chaleur de fusion à 48°,5 de l'hyposulfite à $5H^2O$: 47°,9 ; K, constante cryoscopique : 42,8.

Pour avoir l'hydrate à $5H^2O$, on maintient le sel dans une cloche en présence de l'hydrate inférieur à $2H^2O$.

EUGÈNE WOURTZEL. — Nouvelle détermination du poids atomique de l'azote. — P. 115.

Décomposition d'un poids connu d'oxyde d'azote par une spirale de fer ou de nickel portée électriquement à l'incandescence :

$$N = 14,007,$$

GOUY. — Sur un cas particulier de l'action intercathodique. — P. 1438.

Théorie montrant que, dans les ampoules de Crookes où les deux électrodes sont des cylindres de même axe, axe dont la direction est celle du champ magnétique, l'électron décrit des trajectoires tangentes à un cercle de rayon R et passe par un maximum de potentiel en touchant le cercle enveloppe. Dans le cas où l'ampoule a son axe perpendiculaire au champ magnétique, ce cercle enveloppe est visible ; on photographie les caustiques des trajectoires des électrons émis par la cathode (¹).

EMILE GUIRGEA. — Recherches sur le phénomène de Kerr dans les vapeurs et les gaz. — P. 1461.

Observations de ce phénomène extrêmement faible, avec des vapeurs de C^2H^3Br , CS^2 , CCl^4 mêlées de CO^2 .

E. ESTANAVE. — Synthèse des couleurs complémentaires par les réseaux lignés. — P. 1464.

L'une des faces d'une plaque de verre est lignée en deux couleurs, alternativement verte et rouge ; l'autre face porte un réseau ligné en noir, dont les traits sont parallèles aux lignes colorées. L'observateur, placé à environ 30 centimètres de la plaque, du côté du réseau noir, les traits étant verticaux, peut voir pour une certaine position le disque clair de la plaque teinté de rouge avec un œil, de vert avec l'autre œil. En regardant avec les deux yeux, le disque paraît alors blanc grisâtre. Théorie.

EDMOND BAUER. — Sur la théorie du rayonnement. — P. 1466.

L'auteur montre que les hypothèses de Nernst (²) sont une conséquence nécessaire de celles de Planck (³) et qu'elles permettent une discussion physique nette de la théorie proposée.

(¹) *Le Radium*, avril 1911.

(²) *Z. f. Electrochemie*, 1911.

(³) *Ber. der deuts. phys. Gesellschaft*, 1911.

Il semble nécessaire d'admettre que les échanges d'énergie, présentant un caractère périodique, se font toujours d'une façon discontinue.

L. DÉCOMBE. — La chaleur de Siemens et la notion de capacité. — P. 1469.

Dans un condensateur soumis à une force électromotrice alternative $E = F(\omega t)$, la charge instantanée q se compose de deux parties : la première, $kF(\omega t)$, est identique à celle qui se produirait en l'absence du diélectrique ; la deuxième a pour expression $4\pi\sigma kF(\omega t - \varphi)$, où σ représente la susceptibilité statique ; elle est décalée de φ par rapport à E' , l'angle φ étant très petit et indépendant de la période.

La chaleur élémentaire dissipée dans la charge est proportionnelle au carré du courant de polarisation.

A. LAFAY. — Sur le phénomène de Magnus (1). — P. 1473.

Résultats d'expériences montrant que, du côté où la paroi s'avance contre le vent, la pression augmente lorsque l'effort direct est bien nettement établi ; mais c'est l'énorme dépression produite du côté où la paroi fuit dans le sens du vent qui exerce réellement l'action la plus importante ; le cylindre est aspiré vers cette région avec beaucoup plus de force qu'il n'est poussé par l'air légèrement accumulé sur l'autre.

J. DELVALEZ. — Sur la figuration des lignes équipotentielles dans un électrolyseur. — P. 1474.

Réclamation de priorité.

O. BOUDOUARD. — Resistivité électrique des aciers spéciaux. — P. 1475.

Tableaux.

Dans les aciers au C, la résistivité croît avec la teneur en C.

Dans les aciers au Ni, à proportions égales de nickel, le C augmente considérablement la résistivité.

¹ Voir aussi C. R., décembre 1911.

Dans les aciers au Mn, la teneur en C ne semble pas intervenir.

La résistivité passe par un maximum pour 13 0/0 de Mn.

Dans les aciers au Cr, on a des irrégularités importantes, qu'il y ait peu ou beaucoup de C.

Dans les aciers au Tu, l'état du métal ne modifie pas sensiblement la résistivité qui passe cependant, avec la teneur en Tu, par un maximum, puis un minimum, pour croître ensuite.

ESCHNER DE CONINCK. — Poids moléculaire de la chaux; poids atomique du calcium. — P. 4479.

La chaux est obtenue à partir du formiate de calcium.

Les résultats obtenus sont : poids moléculaire de la chaux, 56,02, d'où : poids atomique du calcium, 40,02.

JULIEN LOISEL. — Sur la distribution de la chaleur solaire à la surface de la France. — P. 4535.

Tableaux. — Utilisation de la formule de Bartoli :

$$q = \frac{A}{\varepsilon m}$$

q , intensité calorifique du rayonnement ;

A et m , deux constantes ;

ε , la masse atmosphérique traversée.

G. BOIZARD.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL;

Vol. XXXIV, n° 3; décembre 1911.

WILLIAM-E. FORSYTHE. — Détermination des points de fusion du tantale et du tungstène. — P. 333-370.

L'auteur a déterminé la température du point de fusion de ces corps à l'aide d'un pyromètre optique, soit par une méthode directe, en plaçant le métal dans un corps noir formé d'un tube de graphite traversé par un courant de 550 ampères, soit par une méthode indi-

recte en faisant fondre le métal à l'air libre, mais en déterminant par des expériences préliminaires la relation entre la température vraie du corps et la température du corps noir équivalent. Ces déterminations préliminaires étaient faites, suivant Mendenhall⁽¹⁾, à l'aide d'une feuille mince du métal, pliée en forme de dièdre.

La première méthode a donné pour point de fusion du tungstène 2.974° C., la seconde 3.030° C.

Le point de fusion du tantale n'a pu être déterminé à l'aide du four électrique ; même au delà de 3.000°, il n'y a pas eu signe de fusion. Il est probable qu'il se forme alors un composé de tantale et de carbone dont le point de fusion est encore plus élevé. L'observation d'un dièdre de métal a donné pour point de fusion du tantale 2.798°.

FRANK-W. VERY. — Sur la nécessité de mettre en accord les données de la météorologie terrestre et du rayonnement solaire, et sur la meilleure valeur de la constante solaire. — P. 371-387.

Critique du second volume des *Annals of the Astroph. Obs. of the Smithsonian Institution*, édité par Abbot et Fowle. Ces savants ont conclu pour la constante solaire à une valeur d'environ 2 calories. M. Fr. Very juge ce nombre trop faible ; il résulterait d'une méconnaissance du rôle de la vapeur d'eau et de celui de certaines molécules d'eau complexes formées sous l'influence du rayonnement ultra-violet du soleil, et présentant une bande d'absorption intense dans le bleu. MM. Abbot et Fowle auraient eu le tort de faire leurs observations au milieu du jour. Quoique, à première vue, ce moment paraisse le plus rationnel, c'est celui où les actinographes indiquent les plus grandes irrégularités dans le rayonnement solaire ; M. Frank Very indique quelques causes de ces irrégularités, et préférerait des observations faites le matin. Enfin une constante de 2 calories s'accorderait moins bien avec les données météorologiques qu'une constante de valeur supérieure. Aussi M. Frank Very a-t-il plus de confiance dans la valeur de Langley ou dans une valeur plus grande comprise entre 3 et 4 calories, que dans la valeur de MM. Abbot et Fowle.

¹ *Ap. J.*, p. xxxiii, p. 91 ; *J. de Phys.*, 3^e série, t. I, p. 340 (1911).

GORDON-S. FULCHER. — Production de la lumière par les rayons cathodiques.
P. 388-396.

Le spectre de la luminescence produite par les rayons cathodiques dans l'azote comprend seulement les bandes négatives ; dans l'hydrogène, il comprend surtout le spectre à raies nombreuses, les raies de la série de Balmer sont faibles ; dans l'oxygène, il est formé des bandes négatives, des raies d'étincelles et de la série de triplets.

OLIVER-J. LEE. — Effets des variations de densité de vapeur sur les raies du calcium H, K et g (λ 4227). — R. 397-403.

Essai pour obtenir des données quantitatives sur les densités de vapeurs nécessaires pour provoquer le renversement des raies H, K et g du calcium. La difficulté du problème réside dans l'évaluation de la densité de vapeur. L'auteur admet que la vitesse de vaporisation sous des conditions types reste constante, et que si on élève à une température suffisante pendant un temps donné deux masses de calcium dont l'une a une surface deux fois plus grande que l'autre, la densité de la vapeur émise dans une petite chambre close par la première masse sera deux fois plus grande que celle émise par l'autre. Il trouve ainsi que les raies g , λ 4227, et H, λ 3968, demandent pour se renverser des densités de vapeur qui sont le $1/7$ et les $3/2$ de celle nécessaire pour renverser K, λ 3934, quand la vapeur est à $2\ 500^{\circ}$ C. et à la pression atmosphérique. Une planche montre les divers aspects que présentent les raies au voisinage du renversement.

R. WOOD.— Reflecteur en verre nickelé pour la photographie céleste.
P. 404-409.

Les miroirs en verre argenté ont un pouvoir réflecteur très faible au voisinage de λ 3.160 et sont presque inutilisables pour les études faites dans cette région du spectre. M. Wood a réussi à obtenir un miroir nickelé qui n'a pas ce défaut, en déposant par électrolyse une couche de nickel sur le verre préalablement argenté.

JULES BAILLAUD.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE ;

T. IX, n° 3 et 4 ; 1911.

PH.-A. GUYE. — Complexité moléculaire dans l'état liquide. — P. 505.

M. Ph.-A. Guye présente quelques remarques au sujet des mesures de tensions superficielles de MM. W.-E.-S. Turner et E.-W. Merry (¹). Il insiste surtout sur les conditions restrictives de leur emploi au calcul des poids moléculaires, lorsque la complexité moléculaire n'est pas la même dans la masse du liquide et dans la couche superficielle. Cette difficulté se présente non seulement dans les mesures de la tension superficielle, mais aussi dans celles du point d'ébullition, des tensions de vapeur et des chaleurs latentes de vaporisation. Les résultats ne peuvent être considérés alors que comme des indications qui doivent être corroborées par les données provenant des mesures de densité, du coefficient de dilatation et de compressibilité et de la viscosité.

MAURICE PRUD'HOMME. — Sur la solubilité des sels difficilement solubles. — P. 519.

La relation $\Lambda = cv^{\frac{1}{n}}$, où Λ est la conductibilité moléculaire, v la dilution moléculaire en litres, est suffisamment approchée pour que l'on puisse, ayant déterminé les coefficients c et n , calculer la dilution où l'ionisation est totale, c'est-à-dire $\Lambda_v = \Lambda_\infty$.

Si l'on considère la conductibilité Λ_v relative à la solution saturée, on peut écrire pour les sels à ions monovalents non hydratés :

$$\Lambda_v - \Lambda_\infty = \left(\frac{V}{v}\right)^{\frac{1}{3,06}}.$$

Cette formule permet de déterminer la solubilité des sels peu solubles en admettant que la variation de Λ peut être déterminée par l'étude d'un sel de même genre, le TiCl par exemple. La comparaison des résultats obtenus conduit à une formule empirique appli-

J. Chem. Soc., t. XCVII, p. 2069 (1910).

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Février 1912.)

cable à ces sels :

$$v = 0,904 \left(\frac{\Lambda_v - 1}{10^3 \pi} \right),$$

π étant la conductibilité de la solution saturée à 18°, Λ_v la conductibilité équivalente d'une solution très diluée, et v le volume en litres qui contient un équivalent du sel dans la solution saturée.

B.-N. MENSCHUTKIN. — Sur les systèmes binaires dont un composant est un corps organique et l'autre un sel minéral. — P. 538.

B.-N. MENSCHUTKIN. — Index des systèmes binaires étudiés par l'analyse thermique, dont un composant au moins est un corps organique. Revue. — P. 641.

Étude très détaillée de la solubilité et des points de fusion des mélanges d'un grand nombre de substances organiques en fonction de la température; beaucoup de ces combinaisons donnent des sels cristallisés, d'autant mieux que la substance organique cristallise elle-même plus facilement.

J.-A. LE BEL. — Essai de cosmologie rationnelle. — P. 559.

L'auteur admet la nécessité d'un cycle fermé pour expliquer le fonctionnement indéfini de l'univers par ses propres moyens. Il faut pour cela que la chaleur perdue par les étoiles leur fasse retour, soit par un phénomène de rayonnement ou d'énergie vibratoire, soit par apport de matière pesante.

Ayant éliminé l'hypothèse de Laplace qui ne peut expliquer la permanence du système solaire, il examine successivement celle de la matière radiante et celle de Tissot. Ce dernier montre que, admettre un retour par rayonnement transformé à travers l'espace n'est pas en contradiction avec le principe de Carnot, car ce dernier n'est pas applicable à l'éther, qui n'est ni pesant, ni doué de capacité calorifique.

Cette hypothèse est corroborée par l'observation des phénomènes géologiques (succession de périodes de caléfaction et d'époques glaciaires en relation avec le déplacement du Soleil par rapport à la voie lactée).

Sans se prononcer entre les deux hypothèses d'un apport matériel

ou par rayonnement, il indique que les expériences qui peuvent nous fixer ne sont pas impossibles dans l'état actuel de la science.

P. DUTOIT et GOTTFRIED VON WEISSE. — Volumétrie physico-chimique. III, Précipitations suivies par différence de potentiel. — P. 578. — IV, Dosages du cuivre et de l'argent. — P. 608. — Dosage et séparation des halogénures. — P. 630.

Dans deux mémoires précédents (¹), les auteurs ont étudié la détermination de la fin des précipitations par des mesures de conductibilité. Il s'agit de la même recherche en employant l'électromètre. On étudie la différence de potentiel entre une électrode normale au calomel et une électrode polarisée avec le métal du sel à étudier, au moyen d'un courant auxiliaire excessivement faible; on ajoute des doses connues de réactif précipitant. Si on porte en abscisses les quantités de réactif et en ordonnées les différences de potentiel observées, la courbe qui joint les points obtenus présente un point de double inflexion qui correspond à la précipitation complète.

Cette méthode est cependant sujette à des causes d'erreurs assez nombreuses qu'il faut étudier dans chaque cas particulier : vitesse d'agitation, présence de substances étrangères, pouvoir absorbant du précipité, concentration des solutions, durée de la précipitation.

Appliquée au dosage du cuivre et de l'argent, elle permet de doser exactement ces métaux à l'état de sulfures dans des solutions contenant moins de 0^{sr},02 de métal par litre, moyennant certaines précautions que l'étude expérimentale a indiquées.

Les halogénures peuvent aussi être dosés à des concentrations très faibles; on a pu doser les iodures dans des solutions contenant un grand excès de chlorures et de bromures, et les chlorures existant en quantité minime dans des chlorates déjà très bien purifiés.

JACQUES BOSELLI. — Vitesses de réaction dans les systèmes hétérogènes à plusieurs phases. — P. 689.

La théorie de Nernst ne tient compte que des vitesses de diffusion à travers les couches de contact et, si elle a donné de bons résultats dans beaucoup de cas, elle est loin d'être générale. L'auteur, sans aborder le cas tout à fait général, cherche à tenir compte de la diffu-

¹ *Journal de Chimie-Physique*, t. VIII, p. 12 et 27.

sion et de la convection. Le calcul est appliqué au cas de la dissolution d'un solide dans un liquide en mouvement de translation par rapport au solide ou ne subissant pas d'effet extérieur, c'est-à-dire où la diffusion et la convection agissent seules. Il s'applique aussi à la vaporisation et à la cristallisation et aux réactions chimiques s'effectuant rapidement au contact, lorsque les corps qui prennent naissance ne contrarient pas mécaniquement cette action chimique.

Dans un premier cas où les fluides sont seulement soumis aux mouvements intérieurs provenant des différences de densité, on trouve que la vitesse de dissolution est proportionnelle à une puissance un peu inférieure à $1/3$ de la différence entre la concentration moyenne du solide dissous à une distance excessivement petite de la surface du solide et la concentration générale de la solution; elle est proportionnelle à la puissance $1/3$ du coefficient de diffusion.

Si le courant provient de causes extérieures, on peut alors donner des lois générales, à condition que les rayons de courbure du solide ne soient pas trop petits. La vitesse de dissolution est alors proportionnelle à la racine carrée du coefficient de diffusion, à la racine carrée de la vitesse du courant général et de la différence de la concentration de saturation et de la concentration générale.

Dans le cas des réactions chimiques très rapides entre fluides et solides, on peut encore trouver des expressions dont tous les termes peuvent être mesurés expérimentalement.

La vérification expérimentale de ces conclusions a été commencée par l'étude des systèmes gaz-liquides, en particulier des vitesses de dissolution de O et CO dans l'eau. Il a fallu, dans certains cas, employer un chronographe pour suivre assez rapidement la dissolution. On a reconnu que cette vitesse pouvait être représentée par la formule :

$$W = M (\pi_r - \pi_l) (1 + 0,025t) N,$$

où $\pi = \pi_r - \pi_l$ est la différence entre la concentration de saturation et la concentration du gaz dans le liquide, N le nombre de tours de l'agitateur représentant l'état cinétique du liquide (la loi ne se vérifie qu'à partir d'une certaine vitesse) et M un coefficient proportionnel au coefficient de diffusion.

G. URBAIN et G. SCAL. — Sur les systèmes monovariants qui admettent une phase gazeuse. — P. 756.

En introduisant dans l'équation de l'équilibre des systèmes monovariants qui admettent une phase gazeuse, la relation de Trouton et l'hypothèse de M. Bouzat (¹), à savoir que dans ces systèmes le rapport des températures absolues où ils ont la même pression est constant, on arrive à une formule générale donnant les conditions pour que la loi de Trouton soit applicable en toute rigueur.

On remplace la relation empirique de Ramsay et Young par une autre plus rationnelle :

$$\log \frac{T_1}{T_2} = A + \frac{\alpha}{T_r} + \beta T,$$

qui, bien que ne donnant théoriquement qu'une première approximation de la valeur de $\frac{T_1}{T_2}$, fournit cependant des valeurs exactes (de la précision des données expérimentales), dans les cas où les systèmes ne sont pas trop différents.

G. Roy.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XXXVI, n° 14 et 15; 1911; — et t. XXXVII, n° 1; 1912.

J. WALLOT. — Influence des enveloppes et des écrans sur les ondes électromagnétiques le long des fils. — P. 681-737.

L'auteur s'est proposé d'étudier l'effet exercé sur les ondes électromagnétiques le long des fils par des enveloppes (ou gaines conductrices entourant les fils) et par des écrans (surfaces conductrices normales aux fils). Le principal intérêt de ces recherches provient de ce qu'on a souvent proposé et utilisé des dispositifs de cages métalliques pour la mesure des constantes diélectriques.

La méthode employée a été déjà indiquée par l'auteur dans un

Ann. de Chim. et Phys. 8, IV (1905).

précédent travail⁽¹⁾. Elle consiste à déterminer la self-induction et la capacité du fil muni de son enveloppe. On opérât sur deux longs fils parallèles réunis à une de leurs extrémités par un pont métallique. Le système ainsi constitué pouvait être mis en vibration électrique par un excitateur à période variable. Une certaine longueur du fil l étant munie de son enveloppe, on réglait l'excitateur pour la résonance. Puis on éloignait l'enveloppe et, sans toucher à l'excitateur, on rétablissait la résonance en déplaçant le pont qui relie les deux fils. Soient d_n et d_v , les déplacements trouvés de la sorte quand la portion du fil intéressée se trouve en un nœud ou en un ventre. Ces deux grandeurs permettaient de calculer la capacité c et la self-induction s du fil enveloppé. On en déduisait ensuite immédiatement la vitesse de propagation v au moyen de l'équation :

$$v = \frac{3 \cdot 10^{10}}{\sqrt{cs}}.$$

Dans ses premières expériences, l'auteur a étudié l'effet de tubes métalliques isolés l'un de l'autre et entourant chacun des fils. Pour simplifier les calculs, on a été conduit à déplacer un peu l'axe des tubes de manière à faire coïncider sensiblement leurs surfaces avec les lignes de niveau du champ électrique. Les expériences ont montré que la présence des tubes augmente la capacité et diminue la self-induction à peu près dans le même rapport, l'effet étant d'autant plus intense que les parois du tube sont plus épaisses et entourent plus étroitement les fils. La vitesse de propagation n'est pas modifiée et doit être à peu près égale à la vitesse de la lumière.

On arrive à des résultats différents et particulièrement intéressants quand on réunit électriquement les deux tubes ou quand on entoure d'une même enveloppe conductrice (par exemple d'une gaine de section rectangulaire) l'ensemble des deux fils. Les mesures réalisées avec ces dispositifs conduisent aux équations suivantes :

$$d_v = e_v + \left(\frac{c}{c_0} - 1\right) l \quad \text{et} \quad -d_n = e_n + \left(1 - \frac{s}{s_0}\right) l.$$

Les termes e_v et e_n dus à l'action des extrémités de la gaine sont toujours très petits. Si des valeurs de c et de s ainsi obtenues on

(1) J. WALLOT, *Annalen der Physik*, t. XXX, p. 507 (1909).

déduit la vitesse de propagation, on constate qu'elle se trouve abaissée d'une manière importante (de 80/0 avec des gaines larges et de 130/0 avec des gaines étroites). Il serait intéressant de pouvoir vérifier par des mesures directes ce résultat assez surprenant.

Il est difficile de se rendre compte par le calcul de l'effet des écrans. L'auteur a observé expérimentalement que leur action sur la période d'oscillation est ou bien négligeable, ou bien au contraire assez importante suivant qu'ils sont placés à un nœud ou à un ventre. Un écran agit d'autant plus que le trou ménagé pour le passage du fil est plus étroit. Par contre, l'étendue de sa surface n'a que peu d'influence.

Les cages métalliques étant constituées, essentiellement de gaines et d'écrans, leur emploi dans les mesures de constantes diélectriques pourrait donc, d'après les recherches de l'auteur, prêter beaucoup à la critique. Des erreurs sont surtout à craindre quand on ne dispose que d'une faible quantité de diélectrique, car alors la cage a des dimensions très réduites. L'auteur préconise dans ce cas l'emploi d'une méthode qui consiste à entourer chaque fil d'une gaine assez mince du diélectrique à étudier. Ce dispositif est comparable à celui qu'a employé H. Weiss⁽¹⁾, pour vérifier les théories de F. Harms⁽²⁾.

PAUL DE LA GORCE.

W. VOIGT. — Sur la théorie des effets Zeeman complexes. — P. 873-906.

L'auteur fait la critique de la théorie proposée par Ritz pour expliquer les phénomènes de Zeemann complexes et défend celle qu'il a donnée lui-même contre certaines objections.

I. — Voici les critiques qu'il fait à la théorie de Ritz relative au phénomène pour les raies d'émission :

1° La formule de Ritz, qui donne les fréquences d'oscillation des composantes, contient deux constantes indépendantes ω et ω' . Il n'est donc pas étonnant qu'elle s'accorde plus facilement avec les observations que la règle de Runge, qui n'introduit qu'un seul nombre, le rapport de $\frac{\omega}{\omega'}$ qui doit être simple. Mais, tandis que cette règle établit

¹ H. WEISS, *Annalen der Physik*, t. XXVIII, p. 651-661 (1909), et *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 452; 1910.

² F. HARMS, *Annalen der Physik*, t. XXIII, p. 44-61 (1907), et *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 88; 1908.

une relation entre ce rapport et le nombre $\frac{e}{m}$, il n'en est pas de même de la formule de Ritz ;

2° Ritz suppose que les électrons libres dans la source lumineuse reçoivent du champ magnétique extérieur un mouvement de rotation et provoquent, par des chocs sur le système des aimants élémentaires, le mouvement de précession dont dérivent les particularités de l'effet Zeemann. Or cette conception implique plusieurs difficultés.

D'une part, en effet, un phénomène dû aux mouvements des électrons libres doit, comme ces mouvements eux-mêmes, suivre les lois des probabilités. Or les composantes de Zeemann ne sont pas diffuses comme elles devraient l'être dans cette hypothèse, elles sont aussi bien définies que les raies primitives. Et c'est en vain que l'on répondra en disant que les électrons libres prennent, sous l'influence du champ magnétique, la même vitesse angulaire, car c'est la vitesse linéaire qui importe, et celle-ci n'est pas la même pour tous.

De plus, cette hypothèse relative aux mouvements des électrons libres s'accorde mal avec le fait souvent vérifié que le phénomène Zeemann est indépendant de la température.

On peut en outre se demander comment cette hypothèse permet de rendre compte de la proportionnalité avec le champ extérieur des vitesses ω et ω' et du fait que ces vitesses sont complètement indépendantes du nombre des aimants moléculaires.

Le fait que les séparations des raies ne s'écarte pas beaucoup de la séparation normale ne doit pas être regardé comme un argument en faveur de la théorie, car il peut être expliqué par des points de vue tout différents.

Enfin l'hypothèse de Ritz explique difficilement les nombreux types de séparation, dans lesquels on a un rapport simple des deux nombres ω et ω' entre eux et avec l'intervalle normal, et en particulier des types où une composante polarisée perpendiculairement au champ reste à la place de la raie primitive et où il n'existe pas à cette place de composante polarisée parallèlement au champ.

3° La théorie de Ritz prévoit $3 \times \infty$ composantes ; les triplets devraient donc être des cas exceptionnels. Or ce sont précisément des cas très fréquents.

D'ailleurs, même dans les cas complexes, la théorie de Ritz présente des difficultés. Ainsi, nombreux sont les cas où la composante

de vibrations parallèles au champ et correspondant à $m = 0$ manque, alors qu'elle devrait être la plus forte; et il se présente des cas où les distances des composantes de polarisation normale ne sont pas les mêmes que celles des composantes de polarisation parallèle au champ.

Voigt développe ensuite la théorie de Ritz pour le cas où l'on a affaire à des raies d'absorption. Il examine plusieurs cas particuliers :

1° On suppose que pour toutes les molécules l'axe du champ moléculaire soit perpendiculaire au champ extérieur. Dans ce cas, les formules conduisent à admettre que l'intensité de la raie de vibrations parallèles au champ est augmentée dans le champ magnétique suivant le rapport de 2 à 3.

D'autre part, l'intensité des raies polarisées circulairement est égale aux $3/4$ de celle des composantes correspondantes de polarisation rectiligne dans la raie primitive. Il en résulterait que la composante centrale du triplet devrait être beaucoup plus intense que les composantes latérales. Tout cela est contraire à l'expérience.

2° Quand la direction des axes des aimants moléculaires s'écarte de plus en plus de la direction normale au champ extérieur, la composante polarisée circulairement dans le sens positif s'approche de plus en plus de la position de la raie primitive, tandis que la composante polarisée circulairement en sens inverse s'en écarte rapidement et en même temps diminue d'intensité. Or les expériences sur l'effet longitudinal ne mettent pas en évidence une pareille dissymétrie. On est donc obligé, pour garder la théorie de Ritz, de supposer que les axes des aimants moléculaires sont dirigés perpendiculairement au champ extérieur, car si leur direction était laissée au hasard, les composantes de Zeemann ne seraient plus des raies, mais des bandes, symétriques pour la composante centrale et dissymétriques pour les autres.

3° L'étude du mouvement de précession du système des aimants moléculaires appliquée directement au phénomène de l'absorption ne conduit pas aux mêmes types de séparation que dans le cas de l'émission.

II. — Voigt montre que, par des groupements appropriés d'électrons, on peut, d'après sa théorie, rendre compte des cas, signalés par M. A. Cotton, où l'on rencontre des raies insensibles au champ et des triplets anormaux, dans lesquels on a deux composantes parallèles et une seule composante perpendiculaire, et du cas singulier

rencontré par Gmelin sur un satellite de la raie jaune 5790,9 du mercure, pour laquelle la composante médiane n'est pas sensiblement polarisée, tandis que la composante déplacée vers le violet correspond à une vibration perpendiculaire, et la composante déplacée vers le rouge, à une vibration parallèle au champ.

CHR. RIES. — L'influence de la tension du courant sur la conductibilité du sélénium et de l'antimonite. — P. 1055-1065.

La conductibilité du sélénium est fonction de la tension du courant. L'auteur, en opérant sur des échantillons bien secs, montre qu'elle croît régulièrement, en même temps que la force électromotrice dans la proportion.

D'autre part, lorsque, sans faire varier la force électromotrice, on fait passer le courant pendant un certain temps, la conductibilité ne garde pas une valeur constante. Les expériences de Ries portent sur des durées de vingt minutes et mettent en évidence un accroissement continu de la conductibilité.

Ces phénomènes ne sont pas dus à un effet Joule, attendu qu'ils se retrouvent dans les échantillons pour lesquels le coefficient de température est négatif. Ils ne proviennent pas d'une polarisation, car les échantillons étudiés n'en présentent pas la moindre trace. L'auteur pense que le courant agit de la même façon que la lumière en provoquant un transport d'électrons.

On trouve des résultats analogues avec l'antimonite. Ils varient d'une façon complexe lorsqu'on fait varier la température ou qu'on laisse un peu d'humidité sur les cellules du corps étudié.

F. CROZE.

R. RAISCH. — Sur les chutes de potentiel anodique et cathodique et sur le potentiel de décharge dans le chlore. — P. 907-928.

Les expériences ont été faites avec des électrodes d'aluminium, de platine, de magnétite; le phénomène a le même aspect que dans d'autres gaz, tant que les électrodes ne sont pas attaquées. La pression était maintenue constante au moyen d'un récipient contenant du chlore liquide en communication avec le tube à décharges. Au moyen de la formule de Kirchoff, on déduit la pression de la température indiquée par un thermomètre à pentane.

Quand l'électrode est attaquée, la chute cathodique, le potentiel minimum de décharge et surtout la chute anodique s'élèvent notablement. L'électrode attaquée reprend des valeurs normales après nettoyage par une pulvérisation énergique.

A. GEIRTS. — Réflexion et rayonnement secondaires des rayons cathodiques d'origine photoélectrique. — P. 995-1026.

L'appareil employé diffère peu de celui de M. O. von Baeyer (1); les expériences ont porté sur des plaques d'aluminium, de plomb, de cobalt et de cuivre. L'auteur a trouvé pour de faibles vitesses un rayonnement réfléchi auquel vient se superposer un rayonnement secondaire à partir d'une vitesse primaire de 11 volts. En continuant l'étude jusqu'à 500 volts, on rencontre à 220 volts le maximum du rayonnement secondaire déjà indiqué par Lénard (2). Sa vitesse est de l'ordre de 8 volts au plus; celle des rayons réfléchis n'a jamais dépassé 23 volts (3).

La courbe de distribution des vitesses coïncide aussi avec celle de Lénard.

A. GRUMBACH.

HANS TH. WOLFF. — Remarques sur les forces qui maintiennent la charge des électrons. — P. 1066-1070.

La création d'une mécanique purement électromagnétique oblige à ne faire appel à aucune force qui ne soit pas de nature électromagnétique; jusqu'à présent ces tentatives ont échoué; bien plus, Henri Poincaré a été conduit à admettre l'existence d'une pression intérieure, qui paraît indispensable à l'équilibre de l'électron. L'auteur essaie d'exprimer toutes les forces en fonction de grandeurs uniquement électromagnétiques, mais il ne semble pas que ses « remarques » fassent beaucoup avancer la question.

MARCEL BOLL.

1 *Phys. Z.*, X, p. 168 (1909); *V. d. D. Ph. Ges.*, X, pp. 96 et 953 (1908).
Ann. d. Ph., VIII, p. 149 (1902); XII, p. 449 (1903); XV, p. 485 (1904).

(Une vitesse de P volts vaut $\sqrt{2 \cdot 10^8 \cdot P \frac{e}{\mu}}$ centimètres par seconde. — *Ann. d. Ph.*, VIII, p. 164 1902.

P. EVERSHEIM. — Suite des mesures des longueurs d'onde dans le spectre du fer.
P. 1071-1076.

L'exposé de la méthode employée et les résultats relatifs aux déterminations des longueurs d'onde du fer dans le spectre visible ont déjà fait l'objet d'un premier mémoire⁽¹⁾. Le travail actuel se rapporte aux déterminations dans l'ultra-violet. Le principe de la méthode est resté le même ; les plaques de l'interféromètre sont en quartz argenté ; le spectrographe comprend des miroirs concaves et un réseau plan. Les mesures sont rapportées à la raie verte du cadmium 5085, 822 ; elles sont corrigées du changement de phase, légèrement variable avec la longueur d'onde, qui se produit par réflexion sur l'argent. Les résultats, comparés à ceux de MM. Buisson et Fabry⁽²⁾, sont reproduits dans le tableau suivant :

Eversheim	Erreurs probables	Fabry et Buisson	Différences
$\lambda = 4282,409$	0,0006 A., 407	+ 0,002 A.
4233,616	10	615	+ 1
4191,444	7	441	+ 3
4147,674	7	677	— 3
4134,685	5	685	0
4118,552	2	552	0
4076,642	7	641	+ 1
4021,872	2	872	0
3977,747	2	745	+ 2
3935,818	9	818	0
—	—	481	—
3865,528	5	526	+ 2
—	—	261	—
3805,347	2	346	+ 1
3753,614	6	615	— 1
3724,380	4	379	+ 1
3677,630	3	628	+ 2
3640,392	4	391	+ 1
3606,683	3	681	+ 2
3556,882	7	879	+ 3
3513,822	6	820	+ 2
3485,346	5	344	+ 2
3445,154	5	155	— 1
3399,337	2	337	0
3370,787	6	789	— 2

H. LABROUSTE.

(1) *Annalen der Phys.*, XXX, p. 895 (1909). Voir aussi *J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII, p. 453 (1909).

(2) BUISSON et FABRY, *J. de Phys.*, 4^e série, t. VII, p. 194 (1908).

T. XXXVII, n° 1 ; 1912.

P. HERTZ. — Sur la relation entre la conductibilité et la concentration des électrolytes binaires normaux. 2 planches hors texte. — P. 1-28.

On sait que l'application de la loi d'action de masses aux ions des électrolytes très dissociés n'a pas donné de bons résultats.

Dans ce travail, au lieu de considérer les ions comme isolés, l'auteur considère les attractions de deux ions de signe contraire (si l'un d'eux est fixe, on est amené au mouvement hyperbolique de Képler), leur déviation par les autres ions qui influe sur la distribution des vitesses ainsi que leur choc contre les molécules et enfin l'action des forces extérieures. Soit $f(\xi, \eta, \zeta) d\xi d\eta d\zeta$ le nombre d'ions contenus dans l'unité de volume, dont les composantes des vitesses sont comprises entre ξ et $\xi + d\xi$, η et $\eta + d\eta$, ζ et $\zeta + d\zeta$, l'auteur calcule $\frac{\partial f}{\partial t}$.

L'action perturbatrice des ions donne un terme :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_1 = - \frac{2\pi N M^2}{r^3} \chi \xi \ln \left(\frac{Pr^i}{M^2} + 1\right),$$

où M est la constante de champ de la loi de Coulomb, r la vitesse d'un ion à une distance infiniment grande d'un centre d'attraction, N le nombre d'ions positifs par unité de volume, χ une fonction de r seul, P la limite supérieure de la perpendiculaire abaissée d'un foyer d'une hyperbole de Képler sur une de ses asymptotes ; P se confond pratiquement avec la distance moyenne des ions.

Les chocs contre les molécules donnent, d'après Lorentz :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_2 = - \frac{\xi \eta r}{l},$$

où l est le libre parcours moyen.

Le champ extérieur donne un terme :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_3 = - 2Ah\xi e^{-hr^2}.$$

La répulsion des ions négatifs donne :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_4 = - \frac{2\pi N M^2}{r^3} \chi \xi \ln \left(\frac{Pr^i}{M^2} + 1\right).$$

En solution diluée on a évidemment :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_1 = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_2 + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_3 + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_4.$$

Cette relation se généralise aux solutions concentrées si on remarque que les ions dont la trajectoire a été modifiée par un choc contre une molécule, par exemple, sont remplacés par d'autres ions qui suivent la direction primitive des précédents.

A l'état stationnaire

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0.$$

On déduit de cette équation la valeur de χ ; la densité de courant a pour valeur :

$$j = c \int f \vec{v} d\omega = \frac{4\pi}{3} e \int \chi r^i d\omega,$$

intégrale étendue à tout l'espace où les vitesses sont réparties; quant à l'accélération, elle est proportionnelle au champ électrique.

La conductibilité

$$\sigma = \sigma_0 \int_0^{\infty} e^{-x^2} x dx \frac{1}{1 + \frac{4\pi N M^2 h^2 l}{x^2} \operatorname{lu} \left(\frac{P^2 x^2}{h^2 M^2} + 1 \right)};$$

La conductibilité moléculaire :

$$\lambda = \frac{\sigma}{\eta} (\eta, \text{concentration}).$$

Son rapport à sa valeur pour une dilution infinie :

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = J = \int_0^{\infty} e^{-x^2} x dx \frac{1}{1 + \frac{4\pi N M^2 h^2 l}{x^2} \operatorname{lu} \left(\frac{P^2 x^2}{h^2 M^2} + 1 \right)}.$$

En posant

$$u^2 = \frac{h^2 M^2}{P^2},$$

on trouve une équation de la forme :

$$\lambda_0 - \lambda = \lambda_0 g \psi(u),$$

où g est indépendant de la concentration; $\psi(u)$ ne contient pas de paramètre dépendant de la nature des corps dissous.

En tenant compte de ce que u lui-même en dépend, on trouve, si c est la concentration en ions-grammes par litre :

$$B(\lambda_0 - \lambda) = \psi[\sqrt[3]{A} \sqrt[3]{c}].$$

En prenant des valeurs convenables des paramètres B et A' , on doit pouvoir faire coïncider les courbes de conductibilité des divers sels binaires par un changement d'échelle empirique.

La vérification, qui est satisfaisante, n'a porté que sur les ions K , Na , Li .

A. GRUMBACH.

II. W. MARCH. — Propagation des ondes de télégraphie sans fil à la surface du globe terrestre. — P. 29-30.

L'auteur recherche dans cet article d'un caractère purement mathématique la solution du problème suivant :

Comment se propagent les ondes hertziennes à la surface du globe terrestre supposé parfaitement conducteur ?

Ce problème a été récemment traité par J.-W. Nicholson et H. Poincaré.

Tandis que ce dernier avait trouvé que la diminution de l'amplitude de l'onde se faisait suivant la loi $e^{-m\frac{1}{\theta}}$ (θ étant la distance angulaire entre l'oscillateur et le point envisagé), l'auteur trouve que la variation de l'amplitude de l'onde est proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{\theta \sin \theta}}$, formule qui, d'après lui, correspond mieux aux résultats observés dans la pratique que la relation de Poincaré.

Il importe du reste de remarquer que toutes ces formules ne tiennent pas compte de l'état d'ionisation de l'air qui est susceptible, surtout pour les grandes distances, d'influer beaucoup sur le mode de propagation des ondes.

R. JOUAUST.

H. CLAUSEN, — Influence de la température sur la densité et la conductibilité électrique de solutions salines dans l'eau. — P. 51-67.

Série de mesures faites à différentes températures et pour diverses solutions salines des coefficients de la relation :

$$\Delta_s = A_s i + B_s (1 - i),$$

donnée précédemment par M. A. Heydweiller (1).

J. CARVALLO.

LUDWIG GEIGER. — Sur le noircissement et la photométrie photographiques. P. 68-78.

Soit J l'intensité de la lumière tombant sur une plaque photographique développée, J' l'intensité de la lumière transmise; pour un même traitement chimique et pour une même longueur d'onde, le noircissement

$$S = \log \frac{J}{J'}$$

est une fonction de la durée d'exposition t et de l'intensité i de la lumière agissante.

A cette fonction l'auteur fait correspondre une *surface de noircissement* définie par les projections des lignes *équipaques* $S = C^e$ sur le plan $\log t, \log i$. D'après la loi de Schwarzschild :

$$S = C^e \quad \text{pour} \quad it^p = C^e;$$

les équipaques sont alors des droites dont le tracé est immédiat quand on en a déterminé deux points.

Dans la région où s'applique la loi de Stark :

$$S = \log(kimt^n),$$

la surface de noircissement est une portion de plan que trois de ses points suffisent à faire connaître.

Une fois tracé, le réseau des équipaques pourra être utilisé comme table de photométrie photographique, c'est-à-dire qu'il

(1) HEYDWEILLER, *Ann. d. Physik*, t. XXX, p. 873 (1909).

donnera i en fonction de t et S , quelle que soit la valeur du noircissement, et même dans le cas des lumières agissantes très faibles qui ne peuvent pas fournir un noircissement sensible sans une insolation préalable de la plaque.

CH. FORTIN.

MIECZYSLAW WOLFKE. — Sur les images produites par un réseau diaphragmé dissymétriquement. — P. 96-102.

Ce travail fait suite à celui publié récemment⁽¹⁾. L'auteur signale à ce propos une légère contradiction entre l'expérience et la théorie d'Abbe.

FRITZ REICHE. — Diffraction de la lumière sur un coin plan rectangulaire de conductivité électrique infinie. — P. 131-156.

L'auteur reprend en la complétant la théorie de la diffraction développée par Sommerfeld⁽²⁾. Il parvient notamment à ce résultat que l'écran en forme de coin produit les mêmes figures de diffraction qu'un écran infiniment mince, autrement dit la forme de l'écran n'intervient pas; l'influence des parties du corps réfringent, qui sont soustraites à l'influence du rayonnement direct, est extrêmement faible. Il y a là une nouvelle justification de l'application approchée du principe d'Huygens-Fresnel-Kirchhoff, dans laquelle on étend l'intégrale générale seulement aux portions de l'écran qui sont directement éclairées.

MARCEL BOLL.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XII; 1911.

C. RAMSAUER (Heidelberg). — De l'influence sur les gaz de la lumière ultra-violette de très courte longueur d onde. — P. 997-998.

Ce travail confirme et complète les résultats antérieurs de Lénard 1900, qui ont été parfois contestés ou même ignorés.

¹ *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 234; 1911.

² Voir *Precis d'optique*, d'après DRUDE, I, p. 279 (1911).

J. de Phys., 5^e série, t. II. Février 1912.)

L'auteur a utilisé une source d'ultra-violet puissante, beaucoup plus riche en ultra-violet de courtes longueurs d'ondes que la source employée primitivement. De plus il a opéré avec des gaz extrêmement purs.

Il est essentiel, pour comprendre l'influence de l'ultra-violet sur les gaz, de distinguer nettement les trois modes d'action suivants :

1° Action purement chimique ($O^2 \rightarrow O^3$) sans formation de noyaux de condensation, ni de porteurs d'électricité ;

2° Formation de centres de condensation, indépendamment de toute ionisation ;

3° Ionisation.

Ces trois modes d'action se présentent dans l'action de l'ultra-violet sur l'air atmosphérique. L'ultra-violet de Schumann (de $180 \mu\mu$ à $120 \mu\mu$) provoque une forte ionisation dans les gaz principaux de l'air, tandis que l'ultra-violet correspondant à $\lambda > 180 \mu\mu$ agit seulement sur les impuretés, mais de façon beaucoup plus faible. Avec l'air débarrassé des gaz accessoires tel qu'on l'obtient par évaporation de l'air liquide, il ne se produit plus de centres de condensation, mais l'action chimique persiste ; quant à l'ionisation, elle est provoquée seulement par l'ultra-violet de Schumann.

F.-A. SCHULZE (Marbourg). — Conductibilité calorifique de quelques séries d'alliages de métaux nobles. — P. 1028-1031.

Étude de la conductibilité calorifique des alliages Pd — Ag, Pd — Au, Pd — Pt, Pt — Ag, Pt — Au, donnant une série continue de cristaux mixtes.

L'auteur a utilisé la méthode de Kohlrausch, qui fournit directement le rapport $\frac{\lambda}{\kappa}$ de la conductibilité calorifique λ à la conductibilité électrique κ ; pour les trois premières séries, κ était fourni par les expériences de Geibel sur les mêmes échantillons.

La loi de Wiedemann et Franz est à peu près satisfaite ; on observe cependant un maximum de $\frac{\lambda}{\kappa}$, ainsi que cela a été observé jusqu'à présent pour tous les alliages binaires fournissant une série continue de solutions solides.

J.-F. HERM. SCHULZ (Hambourg). — Quelques remarques sur la physique du Soleil. — P. 1031-1032.

I. L'auteur soutient que la théorie du Soleil de Kirchhoff-Zöllner peut donner une explication cohérente des phénomènes solaires, ce qui ne serait pas possible avec l'hypothèse du Soleil complètement gazeux. Cette dernière hypothèse reposerait, en particulier, sur une interprétation inexacte des expériences de Moissan au four électrique.

II. D'après Schulz, on ne pourrait conclure ni des observations faites sur des comètes, ni des résultats de la théorie des gaz, à la rapide diminution de la densité de la couronne solaire avec la hauteur.

F. HABER. — Émission d'électrons dans les réactions chimiques. — P. 1035-1044.

L'auteur indique surtout les résultats qu'il a obtenus récemment ¹⁾ en étudiant l'action de gaz très raréfiés tels que COCl_2 , Br_2 , sur des métaux très altérables utilisés à l'état liquide (alliage K-Na, amalgames des métaux alcalins, etc.).

M. BARRÉE.

P. WEISS. — Sur la rationalité des moments magnétiques moléculaires et le magnéton. — P. 935-953.

Voy. *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 900 et 965.

A. COTTON. — Biréfringence magnétique des liquides purs. Nouvelles recherches en commun avec M. Mouton. — P. 953-955.

Voy. *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 5; 1911.

F. STREINTZ. — Résistance entre métal et cristal. — P. 991-994.

Voy. *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 1047; 1911.

¹⁾ *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 1041; 1911.

L. GEIGER. — Constitution interne du globe déduite du rapport de l'onde longitudinale. une fois réfléchie à l'onde directe. — P. 1008.

Voy. *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 960.

A. BERNOULLI. — Les phénomènes thermoélectrique sur les corps d'Einstein. — P. 1011.

Voy. *Verhandlungen des Deutschen Phys. Ges.*

MULLER-URI. — Nouveaux appareils de démonstration. — P. 1004-1005.

Volumètre d'après Wolfenson : aréomètre pour solide, à graduations visibles de loin. — *Coulombmètre* d'après Stephan, ne nécessitant pas de pesées :

Voy. *Zeitschrift für Instrumentenkunde*, 1910. — *Tube à rayons-canaux*, d'après Wien, modifié par Graetz : un écran très sensible, placé dans le tube, s'illumine en bleu avec les rayons cathodiques, en rouge avec les rayons-canaux. — *Tube à vide élevé*. — *Machine d'Atwood* à poulie extrêmement mobile.

F. NEESEN (Berlin). — Calorimètre à éther. — P. 1073-1074.

Comparaison de la sensibilité du calorimètre de Duane avec celle d'un instrument analogue utilisé antérieurement par l'auteur, et dans lequel la chaleur à mesurer vaporise de l'éther imprégnant une mèche qui entoure étroitement le moule ; la quantité de chaleur est déduite de la variation de volume de la vapeur ; on étalonne l'instrument en faisant passer un courant dans une spirale de platine entourant la mèche. La sensibilité serait à peu près double de celle de l'appareil de Duane.

KARL SHEEL et WILHELM HEUSE (Charlottenburg). — La chaleur spécifique c de l'air à la température ordinaire et aux basses températures. — P. 1074-1076.

Résumé d'un mémoire qui sera publié aux *Annalen der Physik* et analysé dans ce volume.

O. LUMMER et E. WAETZMANN. — Quelques expériences de démonstration.
P. 1135-1139.

I. *Remous en arrière d'une paroi frappée à peu près normalement par un large courant d'air.* — De petits drapeaux sont disposés sur des fils tendus dans un cadre rectangulaire, mobile autour d'un de ses côtés parallèle aux fils et très voisin du bord supérieur de la paroi (rectangulaire et à peu près verticale) qui reçoit le courant d'air; on fait tourner lentement le cadre de bas en haut. On montre en projection les lignes de courant et les surfaces de discontinuité en injectant, par une ouverture en éventail, entre deux glaces parallèles comprenant entre elles l'obstacle, de l'air chargé de fumée de tabac.

II. *Augmentation de la pression hydrostatique dans un liquide.* — On enfonce un tube en U à branches inégales dont la courbure contient du mercure, et dont la longue branche forme une sorte de capsule à flamme, disposée à la manière d'un régulateur de température.

III. *Manifestation des ondes électriques.* — On remplace le fil ordinaire par un long tube de verre relié à la trompe et muni de deux fils parallèles soudés à la paroi; les phénomènes lumineux qui se produisent aux nœuds et aux ventres, quand la pression est assez faible, sont visibles de très loin.

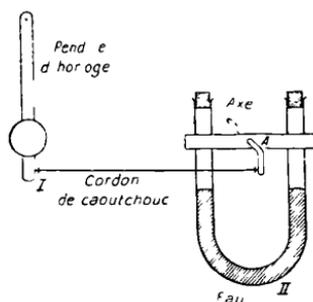


FIG. 1.

IV. *Differences de phase dans les vibrations forcées, cuve à roulis de Frahm fig. 1.* — Les dimensions du tube et de la masse d'eau sont réglées de manière que la durée d'oscillation de la masse d'eau seule (système III quand les bouchons sont enlevés soit égale à celle

du système II (masse d'eau et tube quand les bouchons sont en place), et égale à celle du pendule.

Quand on détache I de II, et qu'on met en vibration, après avoir débouché les deux branches, la colonne d'eau exécute dans le tube les oscillations les plus fortes quand le tube a les oscillations les plus faibles et *vice versa*. Si on bouche les branches du tube et si l'on réunit I et II, II entre en vibration, mais prend une différence de phase voisine de $\frac{\pi}{2}$; si on débouche, II tend à induire le système III

en vibration de résonance, avec une nouvelle différence de phase $\frac{\pi}{2}$ vis-à-vis de II. Les oscillations du tube en U, très fortes quand il est bouché, cessent complètement dès qu'on le débouche.

V. *Courbes sonores*. — Utilisation d'une modification du gramophone destinée à renforcer le son émis.

P. LUGOL.

R. LEISER. — Sur la biréfringence électrique des gaz. — P. 953-956.

L'auteur annonce qu'il a étudié dans un certain nombre de gaz le phénomène de biréfringence électrique observé jusque-là seulement dans les liquides et les solides.

Pour les gaz, la constante de Kerr est proportionnelle à la pression et peut être mille fois plus faible que celle du sulfure de carbone.

EVA VON BAHR. — Sur la variation des raies d'absorption produite par la présence de gaz étrangers. — P. 1167-1169.

Fuchbauer, ayant montré que les raies d'absorption de la vapeur d'iode augmentent de longueur et diminuent d'intensité, quand on augmente la pression en introduisant un peu d'azote, de gaz carbonique ou d'hydrogène, avait interprété de la même façon les expériences faites par Eva von Bahr et K. Ångström sur les spectres infra-rouges des gaz. E. von Bahr fait observer que, dans ses expériences, s'il se produit un élargissement des raies, il se produit aussi un réel accroissement d'intensité.

G. Hertz avait cru conclure de ses expériences que la nature du gaz étranger influait, bien que faiblement, sur la grandeur du phé-

nomène. E. von Bahr montre que, dans les limites de la précision des mesures jusqu'ici atteinte, une pareille conclusion est au moins prématurée.

P.-P. KOCH et W. FRIEDRICH. — Sur la preuve de l'existence de la dispersion anormale au voisinage des raies émises par la vapeur de mercure. — P. 4193-4197.

A. Dufour a donné récemment une preuve indirecte de l'existence de la dispersion anormale au voisinage d'une raie violette de l'arc au mercure. Koch et Friedrich ont cherché à donner de ce fait une preuve directe. En employant un interféromètre de Jamin et un spectroscopie à grande dispersion constitué essentiellement par 33 échelons de Michelson ou une lame de Lummer et Gehrcke, ils sont arrivés à mettre en évidence la dispersion anormale au voisinage de plusieurs raies d'absorption produites par une lampe à mercure à faible pression placée sur l'un des faisceaux interférents donnés par une lampe à mercure à haute pression. Les raies étudiées sont λ 5461, 5769, 5790 et 4359 A. U. Le domaine où se manifeste la dispersion anormale ne s'écarte pas de plus de 0,03 A. U. de chaque côté de la raie d'absorption.

J. ZENNECK. — Sur un spectrographe de grande clarté. — P. 4199-4201.

L'auteur décrit un modèle de spectrographe qui possède une dispersion assez forte pour séparer les deux raies B d'un intervalle de 0,05 et reste cependant assez lumineux pour permettre l'impression en une seconde sur une plaque Wratten des trois principales raies de l'hélium λ 587, 447, 388.

Ce spectrographe est constitué essentiellement par deux prismes de 60° et deux demi-prismes de 30° en verre O 102 d'Iéna et ayant 70 millimètres de hauteur sur 80 millimètres de côté. L'objectif du collimateur et celui de la chambre photographique sont deux objectifs de Petzval ayant une longueur focale de 230 millimètres et un rapport d'ouverture $\frac{f}{3,1}$. L'image de la source lumineuse est projetée sur la fente par un objectif de cinématographe ayant une distance focale de 107 millimètres et un rapport d'ouverture de $\frac{f}{2,1}$.

F. CROZE.

J. DE KOWALSKI. — Recherches sur la phosphorescence des combinaisons organiques aux basses températures. — P. 956-969.

Ce mémoire est une vue d'ensemble de recherches publiées dans divers périodiques, et en particulier dans : *C. R.*, CXLV, 1270 (1907); CXLVIII, 280 (1909); CLI, 810 (1910); — *Archives de Genève*, XXVII, 227 (1909); — *C. R.*, CLI, 943 (1910); CLII, 83 (1911).

* KARL REICHERT (Vienne). — Le microscope fluorescent. — P. 1010-1011.

L'appareil est une variante des microscopes à champ obscur, mais l'éclairage de l'objet microscopique est obtenu non plus par diffusion, mais en provoquant sa fluorescence au moyen des rayons ultra-violet.

Les rayons ultra-violet, après avoir été séparés de toute lumière du spectre visible au moyen des nouveaux filtres de Wood, tombent sur une lentille d'éclairage en quartz, qui les concentre sur l'objet à examiner. Celui-ci est rendu fluorescent et émet généralement des radiations du spectre visible. Les lentilles du microscope proprement dit peuvent donc être en verre ordinaire.

Le nouvel appareil pourra rendre des services dans certains cas particuliers.

LOUIS BRÜNINGHAUS.

NERNST. — Sur une loi générale au sujet de la manière dont se comportent les corps solides aux très basses températures. — P. 976-979.

Il semble que l'étude des propriétés générales des solides, si complexe aux températures ordinaires ou élevées, ait une tendance à se simplifier aux basses températures. Au-dessous d'une certaine température (que la théorie moléculaire déclare proportionnelle au nombre ν de vibrations de l'atome), les relations entre les propriétés et la température seraient simples; en d'autres termes il existerait un état solide *parfait*, état limité aux basses températures, à l'inverse de ce qui se passe pour les gaz.

Les caractères de cet état parfait limite sont encore bien mal connus: les travaux de Nernst et de ses élèves, analysés dans ce

journal, ont établi nettement que les chaleurs spécifiques γ sont nulles; il doit en être de même du coefficient de dilatation thermique; quant à la compressibilité, elle doit être indépendante de la température.

Même indépendance pour les pouvoirs conducteurs des solides pour la chaleur et l'électricité: c'est ce qu'ont montré par l'expérience, au moins en première analyse, Eucken pour le premier et Kamerlingh Onnes et Nernst pour le second.

Comme on le voit, la question paraît du plus grand intérêt expérimental et théorique; mais ce résumé constitue plutôt un programme de recherches qu'un exposé de résultats.

J. KOENIGSBERGER. — Mesures physiques de l'affinité chimique à l'aide de la conductibilité électrique et des rayons-canaux. — P. 1084-1090.

Communication faite au Congrès de Physique de Karlsruhe exposant l'état actuel de la question et des recherches entreprises.

A. EUCKEN. — Sur la variation avec la température de la conductibilité thermique de quelques gaz. — P. 1101-1107.

L'auteur s'est proposé de mesurer la conductibilité thermique des gaz à diverses températures entre $+100^\circ$ et -190° . Il a employé pour cela la méthode de Schleiermacher, qui consiste à mesurer l'énergie cédée au milieu extérieur par un fil chauffé électriquement et placé dans l'axe d'un tube contenant le gaz, le tout étant maintenu dans un bain de température connue. La pression des gaz employés était d'environ 30-40 centimètres de mercure. On a opéré sur He, Ar, H², Az², O², air et CO². Les résultats montrent que la conductibilité diminue régulièrement avec la température et n'est plus à -190° que le tiers ou le quart de sa valeur à $+100^\circ$.

Un intérêt spécial s'attache à la vérification de l'équation

$$k = Kc_\nu\eta$$

k , conductibilité thermique; c_ν , chaleur spécifique à volume constant; η , coefficient de frottement intérieur; K , constante).

On trouve $K = 2,3$ et $2,4$ pour He et Ar, $K = 1,9$ pour H², Az², O² et air, et $K = 1,58$ pour CO².

On sait que diverses hypothèses ont été émises pour expliquer cette valeur de K et ses variations avec l'atomicité des gaz.

Le produit $Kc_\nu = \frac{h}{\eta}$ est à peu près indépendant de la température pour He, Ar, Az², O², tandis que, pour H², on constate une diminution de c_ν .

Comme pour CO², Kc_ν paraît avoir le même coefficient de température que c_ν ; les observations concordent d'une façon générale avec l'hypothèse de la constance de K quand la température varie.

CH. LEENHARDT.

S. POKROWSKY. — Sur le principe de Doppler. — P. 1115-1118.

Remarques sur l'application du principe de Doppler à la théorie électromagnétique.

S. POKROWSKY. — Application du principe des déplacements virtuels aux systèmes qui reçoivent un rayonnement. — P. 1118-1123.

L'auteur reprend la théorie du rayonnement en partant du principe des déplacements virtuels et l'applique aux cas simples du miroir parfait, du corps noir, de la lame plan-parallèle absorbante.

S. POKROWSKY. — Notice sur les interféromètres à pénombre. — P. 1142-1143.

Remarques sur un travail de C.-A. Skinner et L.-B. Tückerman (*J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 786; 1911).

HANS SCHULZ. — Sur les interférences produites par un système de prismes rectangulaires. — P. 1211-1213.

L'auteur emploie deux prismes rectangulaires égaux appliqués l'un sur l'autre suivant l'hypoténuse. On éclaire au moyen de faisceaux de rayons parallèles qui tombent sur un côté de l'angle droit suivant une direction normale au plan de l'hypoténuse. Photographies; calcul des courbes d'égale inclinaison.

H. von WARTENBERG. — Remarque sur mon travail
sur les liquides cristallins. — P. 1230.

Reconnaissance d'une priorité à M. Mauguin⁽¹⁾, sur l'observation
des liquides cristallins normalement aux lignes de force du champ
magnétique.

MARCEL BOLL.

A. REMELÉ d'Eberswald). — Nouvelles observations sur les radiations noires.
P. 969-972.

L'azoture de bore émet déjà à la température ordinaire une radia-
tion pénétrante qui impressionne la plaque photographique; elle est
très facilement absorbée par les métaux; au point de vue électrique,
elle est analogue aux rayons β du radium. L'azoture d'uranium émet
une radiation analogue. Aucun autre composé du bore ne présente
ces phénomènes.

J. ZENNECK de Dantzig-Langfuhr. — Décomposition du peroxyde d'azote
par l'effluve. — P. 972.

Expérience montrant la décomposition de Az^2O^4 en AzO , O^2 et
peut-être Az^2O^3 par l'effluve.

A. BESTELMEYER (de Gottingen). — Sur la charge spécifique
des rayons cathodiques lents⁽²⁾. — P. 972.

M. Weiss fait remarquer l'accord du résultat de M. Bestelmeyer
avec celui qu'il a obtenu lui-même avec M. Cotton en étudiant le
phénomène de Zeeman :

$$\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^7.$$

M. REINGANUM (de Fribourg-en-Brisgau. — Diffusion et effet photographique
des rayons α . — P. 1076-1077.

Photographies faites en recevant les rayons α sur une plaque
inclinée.

C. R., CLII, p. 1680 ; 1911.

(² V. J. de Phys., 5^e serie, p. 853 ; 1911.

W. HAMMER (de Fribourg-en-Brigau). — Mesure directe de la vitesse des rayons-canaux de l'hydrogène et détermination de la charge spécifique. — P. 1077-1080.

Application de la méthode de des Coudres-Wiecher t.

Résultat :

$$v = 2,51 \cdot 10^8 \text{ cm-sec.}, \quad e = 10\,040.$$

Il n'y aurait pas d'ions à charge double dans l'hydrogène.

BR. GLATZEL (de Charlottenbourg). — La paresse des cellules de sélénium. P. 1169-1175.

1. Théorie mathématique où l'auteur donne à la paresse une forme exponentielle et admet, pour simplifier, que la résistance est indépendante du nombre d'éclipses par seconde.

2. Étude à l'oscillographe de cellules et aussi d'éléments à l'eau acidulée (3,12 0/0 de SO^4H^2). La pile au platine est la moins paresseuse.

L. MEITNER. — Sur quelques méthodes simples de préparation des produits de dégradation radioactifs. — P. 1094-1099.

Une première méthode consiste à plonger dans la solution active un métal moins noble que le produit radioactif dont on veut obtenir un dépôt; l'autre procédé est la séparation électrolytique à la cathode. L'auteur a préparé ainsi : Ra B + C, Ra C, Ra E, mésothorium 2, thorium A, thorium B + C, actinium A et actinium B.

Il existe un temps optimum d'électrolyse, à cause de la diminution de la radioactivité avec le temps.

O. v. BAEYER, O. HAHN et L. MEITNER. — Spectre magnétique des rayons β du radium. — P. 1099-1101 (1).

Les préparations employées sont celles obtenues par la méthode

(1) Voir sur la méthode : v. BAEYER et HAHN, *Ph. Z.*, XI, 488 (1910); v. BAEYER, HAHN et MEITNER, *Ph. Z.*, XII, 273 (1911).

décrite dans la note précédente. En prenant

$$\frac{e}{m_0} = 1,77 \cdot 10^7,$$

les vitesses varient pour le radium C de 0,8 à 0,98 0/0, pour le radium B de 0,36 à 0,74 0/0 de la vitesse de la lumière. Ces nombres concordent assez bien avec ceux trouvés par M. Danysz (¹).

J. ZENNECK et B. STRASSER. — Sur la décomposition de NO² par l'effluve. — P. 1201-1204.

Étude spectrographique de la brillante expérience déjà indiquée (²); on obtient quatre colorations différentes simultanées :

1° Du côté de l'électrode voisine de la pompe, le spectre de l'azote avec quelques raies de l'oxygène;

2 Vers la courbure du tube en U, le spectre de NO;

3 Près de la deuxième électrode voisine du réservoir de N²O⁴ conservé dans un réfrigérant), le spectre de NO²;

4 Entre les deux régions, spectre mixte; peut-être N²O³ mélangé aux gaz précédents.

Pression, 1 millimètre de mercure; courant alternatif.)

En changeant les conditions d'équilibre, les auteurs ont obtenu le spectre de N²O⁴ qui se différencie de celui de NO² par une moins grande netteté des bandes.

Ce travail se termine par une étude de la lueur qui subsiste après le passage du courant ou dans les gaz entraînés hors du champ.

On observe le tube à l'extinction en faisant les observations à travers les trous d'un disque monté sur un moteur synchrone.

La lueur se compose surtout de radiations de grandes longueurs d'ondes; elle est sensible surtout dans les régions où la dissociation de NO² est peu avancée.

G. v. HEVESY. — I. Recherche de l'émanation de l'actinium dans les minéraux contenant de l'actinium. — P. 1213-1214. — II. Sur la solubilité de l'émanation de l'actinium dans les liquides et dans le charbon. — P. 1214-1224.

I. Bien que l'activité de l'uranium due à l'actinium constitue 1 4

¹ *Comptes rendus*, CLIII, 339 (1911).

² *Ph. Z.*, XII, p. 972 (1911 Congrès de Carlsruhe); ce vol., p. 455.

environ de l'activité totale, on n'a pu jusqu'à présent entraîner l'émanation par un courant d'air (1).

L'auteur décrit un dispositif expérimental qui lui a permis de recueillir l'émanation d'une solution nitrique de pechblende; l'espace gazeux que parcourt l'émanation avant d'arriver à l'électroscope doit être aussi faible que possible, sinon des tourbillons allongeront le parcours réel, et l'émanation, dont la vie est très courte, aurait le temps de disparaître.

II. La méthode qui consiste à secouer le dissolvant en présence du gaz contenant l'émanation est inapplicable ici à cause de la faible vie moyenne de l'émanation de l'actinium (3,9 secondes).

Si on entraîne l'émanation par un courant gazeux, celle-ci met un temps t à atteindre la chambre d'ionisation et l'activité est alors $Ie^{-\lambda t}$; si on interpose un liquide absorbant, elle devient $Ie^{-\lambda' t'}$, t' caractérise qualitativement la solubilité, les premières mesures indiquent que l'ordre des solubilités de l'émanation de l'actinium dans divers dissolvants est le même que pour les émanations du thorium et du radium.

Dans les mesures quantitatives, la quantité d'émanation observée dépend de la hauteur du liquide et non des autres dimensions du flacon.

L'absorption joue un rôle important, la diffusion est limitée par la courte vie de l'émanation. Le coefficient de partage entre l'eau et l'air est égal à 2 (1 pour l'émanation du thorium, 0,3 pour celle du radium).

Le coefficient de partage entre le charbon de coco et l'air est supérieur à 20.

A. GRUMBACH.

J. WALLOT. — Ondes électriques le long des fils. — P. 994-997.

Communication au Congrès de Karlsruhe; voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. II, p. 433.

BR. GLATZEL. — Machine destinée à mettre en évidence les propriétés des courants alternatifs. — P. 1069-1073.

C'est une petite machine spécialement construite pour montrer expérimentalement les effets de la superposition de courants alter-

(1) BOLTWOOD, *Am. J. of Sc.*, XXV, 270 (1908).

natifs de phases et de fréquences différentes. Elle est constituée par un moteur triphasé alimenté par le courant alternatif du réseau et dont le rotor porte, outre le bobinage en court-circuit, un second enroulement qui aboutit à des bagues permettant de recueillir le courant. Si le rotor est fixe, il se développe dans ce second enroulement du courant alternatif de même fréquence que le courant d'alimentation et présentant avec lui un certain déphasage qu'on peut faire varier à volonté. Quand le rotor est mis en mouvement, le courant engendré dans le second enroulement prend une fréquence qui dépend du glissement. Celui-ci peut être amené à une valeur convenable à l'aide d'un frein réglable, constitué par un disque de cuivre, monté sur l'axe du moteur et tournant, dans le champ d'un électro-aimant.

Si on fait agir sur un tube de Braun deux bobines parcourues l'une par le courant d'alimentation, l'autre par le courant produit dans le second enroulement du rotor, la tache lumineuse décrit sur l'écran les courbes résultant de la composition de deux courants alternatifs. On obtient ainsi des figures de Lissajous simples (ellipse, cercle, droite si les courants ont même fréquence, des figures de Lissajous plus compliquées si les fréquences sont différentes. On peut observer aussi les battements qui se produisent avec des courants alternatifs de périodes voisines. Toutes ces courbes peuvent être enregistrées photographiquement. Pour que le trait soit plus fin et plus précis, l'auteur recommande de concentrer les rayons cathodiques à l'aide d'un champ magnétique longitudinal ⁽¹⁾.

H. HAUSRATH. — Méthode pour la représentation des courbes périodiques de haute fréquence à l'aide d'un tube de Braun. — P. 1044-1046.

Le procédé indiqué par l'auteur permet de relever les valeurs instantanées du courant ou de la tension dans un circuit oscillant alimenté par un arc de Poulsen ou par tout autre générateur d'ondes non amorties. La méthode consiste à imprimer au rayon d'un tube de Braun deux mouvements vibratoires orthogonaux. L'un des déplacements décrit la courbe périodique à étudier, l'autre une oscillation sinusoidale fournie par un courant auxiliaire. On obtient de la sorte sur l'écran des figures analogues à celles de Lissajous. Comme

⁽¹⁾ Ce procédé a été indiqué par H. DIESELHORST, *Verh. d. D. Phys. Ges.*, t. IX, p. 318 320 (1907).

leur éclat est indépendant de la fréquence, on peut les enregistrer photographiquement. Ces figures permettent de tracer à l'aide d'une construction graphique très simple la courbe périodique cherchée. Cette méthode a été appliquée avec succès à l'Institut technique de Karlsruhe pour l'étude des oscillations électriques produites par un arc de Poulsen. Il est nécessaire dans ces expériences d'alimenter le tube de Braun par une source de courant bien constante. L'auteur proscrit pour cet usage les machines à influence; il recommande l'emploi d'une bobine d'induction fonctionnant avec une soupape électrique à haute tension, constituée par un grand nombre d'aiguilles disposées, à distance convenable, en face d'un disque métallique.

J. KOENIGSBERGER, O. REICHENHEIM et K. SCHILLING. — Remarques relatives au mémoire de F. Streintz et A. Wellik : « Sur la résistance de passage entre un métal et un cristal en contact suivant une surface plane ». — P. 1139-1142.

Les auteurs contestent plusieurs des conclusions du travail de Streintz et Wellik⁽¹⁾. En particulier ils soutiennent que leurs propres mesures sur la conductivité des cristaux n'ont pas été faussées par la présence d'importantes résistances de contact. De nombreux exemples (silicium, sulfure de molybdène, pyrite magnétique, etc. prouvent en effet que les valeurs trouvées présentaient une concordance très satisfaisante, quel que fût le procédé de mesure employé : pont de Thomson ou méthode de compensation éliminant les résistances de contact.

Les nombres trouvés par Streintz et Wellik paraissent très variables et très irréguliers; ils sont notamment influencés d'une manière fort importante par la grandeur des pressions exercées aux contacts. Les auteurs pensent que ces anomalies doivent être attribuées à des impuretés ou à l'hétérogénéité des échantillons étudiés. Les cristaux destinés à des essais de ce genre doivent être soumis à des analyses chimiques et à des examens optiques pour vérifier qu'ils sont parfaitement purs et ne présentent pas de fissures. Il est bon aussi de les chauffer vers 200-250°, afin de s'assurer qu'ils ne contiennent pas d'occlusions. Après avoir insisté sur ces précautions, les auteurs

⁽¹⁾ *Phys. Zeitsch.*, t. XII, p. 845-854 : 1911; et *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 1047-1048 : 1911.

concluent que la résistance au passage n'est pas un obstacle sérieux dans les mesures de conductibilité des cristaux et qu'on peut assurer indifféremment les contacts par des lames d'or fin recuit, par du cuivre déposé électrolytiquement ou par des amalgames.

PAUL DE LA GORCÉ.

E. BUDDE (Berlin). — Contribution à la théorie de l'expérience d'interférences de Michelson. — P. 979-991.

Dans ce mémoire, l'auteur reprend la théorie de la fameuse expérience de Michelson en insistant surtout sur deux corrections, dont on n'a pas tenu compte jusqu'à présent, mais qui introduisent des termes qui ne sont pas négligeables.

1° La différence de phase est inversement proportionnelle à la longueur d'onde pour un système *immobile* ; mais, lorsque le système est en mouvement, il faut tenir compte de ce mouvement et appliquer le principe de Döppler-Fizeau ;

2° Il ne faut pas négliger l'épaisseur de la glace transparente, car cette épaisseur divisée par la longueur parcourue dans l'air donne un terme qui est du même ordre que le quotient de la vitesse de révolution de la Terre par la vitesse de la lumière.

W. KÖNIG (Giessen). — Nouvelles expériences sur les figures de Kundt.
P. 991-994.

Remarque sur le travail de James Robinson⁽¹⁾.

W. F. HESS. — Sur l'absorption des rayons γ par l'atmosphère. — P. 999-1001.

H. RUBENS et H. VON WARTENBERG (Berlin). — Absorption des rayons de grandes longueurs d'onde dans quelques gaz. — P. 1080-1084.

Ces remarquables expériences ont porté sur vingt-deux gaz et sur cinq sortes de radiations :

1 Les rayons restants de la fluorine filtrés à travers une lame de sylvine de 1 centimètre d'épaisseur (longueur d'onde moyenne, 23 μ) ;

2° Les rayons restants du sel gemme filtrés à travers une lame de quartz de 0^{cm},18 (longueur d'onde moyenne, 52 μ) ;

¹ Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 694 ; 1911.

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Février 1912.)

3° Les rayons isolés au moyen d'une lentille de quartz de 25 millimètres d'épaisseur et provenant d'un bec Auer (longueur d'onde moyenne, 410 μ) ;

4° Les rayons provenant d'un arc au mercure dans une lampe en quartz et isolés comme précédemment ;

5° Les mêmes rayons filtrés à travers du carton noir d'une épaisseur de 0^{mm},4 (longueur d'onde moyenne, 314 μ).

Tableaux de nombres et discussion des résultats d'expérience.

CH. MAUGUIN (Paris). — Sur les cristaux liquides de O. Lehmann. — P. 1011-1015.

L'auteur a examiné le parazoxyphénétol et le parazoxyanisol en lumière convergente; les figures d'interférences qu'il a observées, ainsi que la biréfringence qu'il détermine en faisant croître graduellement l'épaisseur du liquide, concordent parfaitement avec les expériences de Lehmann et la théorie qu'il en a donnée.

Enfin Mauguin rend vraisemblable l'influence de petites pellicules dans la formation et dans l'orientation des cristaux liquides, puisqu'ils se reforment identiques à eux-mêmes et aux mêmes endroits, quand on fait basculer le couvre-objet et qu'on le replace dans sa position primitive.

O. LEHMANN (Carlsruhe). — Liquides cristallins et amorphes. — P. 1032-1035.

Considérations générales sur l'hydrostatique et l'hydrodynamique comparées de ces deux espèces de liquides.

MARCEL BOLL.

HEINRICH LÖWY. — La méthode de Fizeau appliquée à l'exploration intérieure de la Terre. — P. 1001-1004.

Rappel d'un travail antérieur sur la constante diélectrique et la conductibilité des roches (1), et des expériences exécutées en commun avec G. Leimbach (télégraphie par ondes électriques à travers le sol jusqu'à une distance de 4^{km},8).

Description des méthodes par lesquelles l'auteur espère pouvoir

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 941 (1911).

décèler la présence des nappes d'eau souterraines et des couches de minerais, en utilisant la réflexion des ondes électriques.

CH. FORTIN.

GRÜNEISEN. — La théorie des corps solides monoatomiques. — P. 1023-1028.

Une théorie analogue a déjà été faite par Mie en admettant l'exactitude de la loi de Dulong et Petit. Dans ce mémoire, l'auteur indique les hypothèses de sa nouvelle théorie et les résultats généraux auxquels il arrive, le détail des études devant paraître bientôt.

A. SÈVE.

GOCKEL (Fribourg). — Sur le courant vertical d'électricité atmosphérique et ses relations avec le magnétisme terrestre et les courants telluriques. — P. 1046.

Rapport sur des résultats connus.

KARI SCHERING (Darmstadt). — Description d'une balance magnétique pour l'enregistrement photographique des variations de la composante verticale du champ magnétique terrestre. — P. 1047.

Cette balance magnétique ne diffère des appareils employés habituellement que par l'adjonction d'un système de quatre aimants permettant de régler la sensibilité de la balance et de la soustraire à l'action des variations de la température. L'auteur a expérimenté ce dispositif entre 15° et 25° et comparé la courbe enregistrée avec celle que donnait une balance semblable maintenue à la température de 15° ; il obtint des résultats satisfaisants.

KARI BERGWITZ. — Mesures actinométriques faites en ballon au moyen d'un dispositif photoélectrique. — P. 1111-1112.

Les premières expériences sont dues à Elster et Geitel (1892) : ils mesuraient l'intensité des radiations par la vitesse de déperdition de la charge négative d'une sphère en zinc amalgamé exposée au soleil. M. K. Bergwitz a utilisé en ballon le même dispositif légèrement modifié et rendu portable ; il observait en même temps la hauteur du Soleil. Les résultats de ses mesures, qui concordaient aux erreurs de lecture près, lui permirent de vérifier la formule de Lambert-

Bongeer :

$$I = I_0 a^z$$

où I représente l'intensité observée, I_0 l'intensité à la limite de l'atmosphère, a le coefficient de transparence de l'air et z un coefficient dépendant de la pression barométrique et de la hauteur du Soleil. Il a en même temps calculé le facteur a pour les rayons bleus et trouvé $a = 0,47$, valeur très voisine de la valeur $a = 0,46$ trouvée peu de temps auparavant au niveau du sol par M. Schünemann, à Wolfenbüttel.

L. EBLÉ.

A. BESTELMEYER. — Calcul, réalisation et construction d'un champ homogène (communication préliminaire). — P. 1107-1111.

Il est possible de réaliser à l'intérieur d'un solénoïde de dimensions limitées un champ homogène d'une certaine étendue en munissant les extrémités de ce solénoïde de bobines auxiliaires. Pour calculer la valeur du champ et les dimensions à donner à ces bobines auxiliaires, l'auteur, considérant comme inexacte la formule donnée par Mascart et Joubert (t. II, p. 751), pour la composante du champ parallèle à l'axe, a utilisé la formule suivante, dans laquelle H_x désigne la composante du champ parallèle à l'axe pour le point xy , J l'intensité de courant à travers l'unité de section d'enroulement de la bobine de longueur $2b$, de rayon intérieur ρ' , extérieur ρ'' :

$$\frac{H_x}{\pi J} = 4 \rho'' - \rho' - C_2 (L_2'' - L_2') + C_4 (L_4'' - L_4') - C_6 (L_6'' - L_6') \\ + C_8 (L_8'' - L_8') - C_{10} (L_{10}'' - L_{10}') + C_{12} (L_{12}'' - L_{12}'),$$

avec

$$L_2 = 0,333333\rho'^2, \\ L_4 = 0,15\rho'^4 + 0,5y^2\rho'^2, \\ L_6 = 0,089286\rho'^6 + 0,75y^2\rho'^4 + 0,625y^4\rho'^2, \\ L_8 = 0,060764\rho'^8 + 0,9375y^2\rho'^6 + 1,96875y^4\rho'^4 + 0,729167y^6\rho'^2, \\ L_{10} = 0,044744\rho'^{10} + 1,09375y^2\rho'^8 + 4,21875y^4\rho'^6 + 3,93750y^6\rho'^4 \\ + 0,820312y^8\rho'^2, \\ L_{12} = 0,0304706\rho'^{12} + 1,230469y^2\rho'^{10} + 7,519531y^4\rho'^8 + 12,890625y^6\rho'^6 \\ + 6,767578y^8\rho'^4 + 0,902344y^{10}\rho'^2.$$

Les valeurs des L'' se déduisent des valeurs des L' par le chan-

gement de ρ' en ρ'' et

$$C_2 = \left(\frac{1}{b-x}\right)^2 + \left(\frac{1}{b+x}\right)^2,$$

$$C_4 = \left(\frac{1}{b-x}\right)^2 - \left(\frac{1}{b+x}\right)^2, \text{ etc...}$$

L'auteur n'indique pas comment il a obtenu cette formule.

La bobine réalisée par l'auteur avait 68^{cm},7 de longueur, 13^{cm},3 de diamètre intérieur et 15^{cm},75 de diamètre extérieur. La première couche de fil isolé de 1^{mm},45 de diamètre était enroulée dans une rainure hélicoïdale de 1^{mm},6 de pas, les autres couches venant s'intercaler dans les espaces intermédiaires. Les bobines supplémentaires avaient 11^{cm},7 de long et des diamètres extérieur et intérieur de 11^{cm},7 et de 9^{cm},4.

L'auteur a vérifié par une méthode balistique différentielle l'exactitude des valeurs calculées par la formule précédente pour divers points de la bobine.

Dans ces mesures balistiques, l'influence des courants de Foucault dans la carcasse de la bobine était annulée par un enroulement tertiaire constitué par des anneaux de cuivre.

Ces mesures montrent qu'on était arrivé à réaliser dans la partie médiane de la bobine un champ parfaitement homogène.

L. W. AUSTIN. — Emploi d'étincelles à haute fréquence en télégraphie sans fil (traduit de l'anglais). — P. 1131-1133.

L'emploi d'étincelles à la fréquence musicale semblait présenter pour la télégraphie sans fil deux avantages. Le premier était de répartir l'énergie émise sur un plus grand nombre d'étincelles au lieu de la concentrer sur une seule.

Le deuxième était d'augmenter la sensibilité du téléphone utilisé comme appareil récepteur, l'expérience ayant montré qu'un téléphone sensible à $1,5 \times 10^{-9}$ ampère pour un courant alternatif sinusoïdal de 900 périodes, avait pour sensibilité minimum $1,5 \times 10^{-6}$ pour un courant de 120 périodes. Ce dernier avantage ne semble pourtant pas avoir été mis en évidence dans la pratique de la radiotélégraphie. Des expériences entreprises par l'auteur lui ont montré qu'en effet la sensibilité du téléphone tel qu'il est utilisé en télégraphie sans fil était aussi bien dans le cas des étincelles à basse fréquence que dans

le cas des étincelles musicales de l'ordre de grandeur qu'on pouvait attendre pour le cas des fréquences élevées.

Dans ces expériences, l'auteur comparait la sensibilité du téléphone utilisé avec un détecteur à zincite avec la déviation que donnait un galvanomètre placé en dérivation sur ce détecteur.

Pour expliquer cette augmentation de sensibilité du téléphone dans le cas d'ondes amorties, il faut supposer ou bien que cet appareil est plus sensible à des impulsions brusques qu'à des impulsions régulièrement entretenues, ou que les étincelles des appareils à basse fréquence se produisent de façon à donner naissance dans le récepteur à des sons correspondant à une note relativement élevée.

Le premier avantage signalé a au contraire été mis nettement en évidence, et l'auteur termine par des tables donnant pour les conditions de la pratique les valeurs respectives des diverses grandeurs qui entrent en jeu, fréquence des étincelles, énergie, courant et capacité de l'antenne.

L.-W. AUSTIN. — Mesure de l'intensité des oscillations électriques dans les antennes de réception (traduit de l'anglais). — P. 1133-1135.

Dans l'antenne se trouvaient intercalés les primaires de deux Tesla et un couple tellure-constantan en dérivation avec un galvanomètre.

Dans le secondaire de l'un des Tesla se trouvaient un condensateur variable et un détecteur à perikon en dérivation avec un galvanomètre.

L'antenne réceptrice était mise en résonance avec l'antenne émettrice, et le couplage des deux enroulements du Tesla (accordé également sur l'onde d'émission) était modifié de façon à obtenir la déviation la plus grande possible sur le galvanomètre du détecteur, alors qu'en général le galvanomètre du couple ne donnait aucune déviation.

Pour étalonner le détecteur au moyen du couple, on plaçait dans le secondaire du deuxième Tesla un circuit excitateur de faible puissance.

Ce circuit excitateur devait avoir la même période et le même amortissement que les ondes reçues. Pour réaliser cette dernière condition, dans la première mesure, on dérégla la résonance de l'antenne réceptrice de façon à réduire de moitié la déviation du galvanomètre du détecteur. Dans la deuxième opération, on introduisait dans le circuit excitateur une résistance telle que le même

dérégla de l'antenne amenant la même réduction de l'intensité circulant dans cette antenne. Il suffisait d'admettre la proportionnalité des déviations au carré des intensités pour déduire de cette seconde mesure l'étalonnage du système détecteur des indications fournies par le couple. Par ce procédé l'auteur a pu mesurer les énergies transmises à une antenne par diverses stations réceptrices.

Il est à signaler que deux croiseurs ayant des installations absolument identiques fournissaient la même énergie à l'antenne du Bureau of Standards, quoique l'un fût à 185 milles dans le port de New-York et l'autre à 300 milles en pleine mer. L'auteur explique cette anomalie par ce fait que, tandis que, pour le premier croiseur, les trains d'ondes circulaient complètement sur terre, pour le second les deux tiers de leur trajet étaient au-dessus de la mer.

En calculant pour le premier navire la résistance de rayonnement par la formule :

$$R = 1.600 \frac{h^2}{\lambda^2}$$

h , hauteur de l'aérien), on trouvait pour le rapport entre l'énergie émise et celle captée par l'antenne de réception $1,3 \times 10^{-10}$.

KARL ROTTGARDT. — Influence de la nature des électrodes et du milieu interposé sur la formation de l'arc lorsqu'on utilise des transformateurs de résonance. — P. 1160 1164.

Dans un précédent article (¹), l'auteur avait montré comment on pouvait éviter la formation des arcs dans les éclateurs alimentés par un transformateur de résonance parcouru par un courant de fréquence élevée, et cela par l'introduction dans le circuit oscillant d'une résistance de valeur convenable. Dans le présent travail, il étudie de la même manière l'influence des métaux constituant l'éclateur. Il semble que ce soit entre les métaux qui se prêtent le mieux à l'excitation par choc que l'arc se forme le plus facilement.

L'auteur a étudié également l'influence du gaz dans lequel jaillit l'étincelle.

Au point de vue de la facilité avec laquelle l'arc se forme, les gaz se rangent dans l'ordre suivant : H, O, CO², air.

Là encore ce sont les gaz qui se prêtent le mieux à l'excitation par choc qui facilitent la production de l'arc.

¹ *J. de Phys.*, 3^e série, t. I, p. 865 (1914).

L. ISAKOW. — Indicateur thermique de résonance basé sur une méthode de zéro. — P. 1224-1226 (Communication préliminaire traduite du russe).

Mondelstam et Paplexi ⁽¹⁾ ont montré que la résonance de deux circuits oscillants se produisait au moment où s'annulait la fonction $\int i_1 i_2 dt$, i_1 et i_2 étant les courants circulant dans les deux circuits, l'amortissement des circuits se déduit des valeurs maxima prises par cette fonction. L'appareil qui leur servait à évaluer $\int i_1 i_2 dt$ était un électrodynamomètre, trop délicat pour être utilisé dans la pratique de la télégraphie sans fil. L'auteur a cherché à évaluer cette fonction par des procédés chimiques en utilisant l'identité :

$$(i_1 + i_2)^2 - (i_1 - i_2)^2 = 4i_1 i_2.$$

Deux couples constitués par deux fils croisés ont chacun un fil dans un bras d'un pont de Wheatstone, les deux autres fils étant en série avec un galvanomètre et une bobine de self-induction.

Les autres bras du pont sont constitués par deux résistances non inductives, toutes ces résistances étant réglées de telle sorte que les quatre bras du pont soient égaux.

Dans les diagonales sont intercalées des bobines excitées en couplage lâche par les deux circuits oscillants à comparer. Dans ces conditions, les indications du galvanomètre sont proportionnelles à

$$\int \left(\frac{i_1 + i_2}{2} \right)^2 dt - \int \left(\frac{i_1 - i_2}{2} \right)^2 dt = \int i_1 i_2 dt.$$

L.-W. AUSTIN. — Élément thermoélectrique pour les recherches sur les courants de haute fréquence (traduit de l'anglais). — P. 1226-1227.

Généralement les thermo-éléments utilisés pour la mesure des courants de haute fréquence sont constitués de deux fils croisés, le courant à mesurer ne traversant que l'un d'eux.

Dans l'appareil décrit, le courant, au contraire, traverse les deux soudures, le couple étant constitué par une boule de tellure soudée

(1) *Annalen der Physik*, t. XXXIII, p. 490 (1910).

à deux fils de platine de diamètres très différents, l'un ayant 1 millimètre et l'autre 0^{mm},02 de diamètre. On peut réaliser ainsi des couples d'une résistance comprise entre 5 et 50 ohms et susceptibles de rester constants pendant plusieurs années. Ces appareils ne peuvent être étalonnés en courant continu et doivent être comparés en courant de haute fréquence avec un appareil à fil chaud sensible ou avec un thermogalvanomètre de Duddell.

R. JOUAUST.

GEORG BERNDT. — Observations de l'électricité atmosphérique dans la République Argentine en mai 1911. — P. 1125-1129.

Ces observations, commencées le 1^{er} mai, font suite à celles que M. Berndt a faites sur l'océan Atlantique et que nous avons signalées⁽¹⁾; l'auteur les a complétées par des mesures de la conductibilité par la méthode de Shering légèrement modifiée. Les observations ont encore été faites trois fois par jour, à huit heures du matin, deux heures et huit heures du soir. La variation brusque des éléments météorologiques pendant ce mois, qui correspond à la fin de l'automne a paru de nature à autoriser la distinction de deux périodes, l'une du 1^{er} au 20 pendant laquelle les variations diurnes du potentiel représenteraient le type d'été, l'autre du 21 à la fin du mois où les courbes correspondraient au type d'hiver. La marche des différents éléments déduite de cette série d'observations est en accord avec les résultats trouvés dans l'hémisphère nord, mais en contradiction avec ceux qu'a obtenus M. Rouch pendant un séjour de 10 mois dans l'île Petermann. M. G. Berndt tire encore de ses observations du mois de mai 1911 une série de relations entre l'électricité atmosphérique et les éléments météorologiques, relations en harmonie avec la théorie d'Ebert.

PAUL LUDEWIG. — La mesure des courants verticaux de l'air. — P. 1162-1167.

L'auteur donne les résultats obtenus dans deux ascensions faites, l'une le 22 janvier, l'autre le 18 février 1911, et dans lesquelles il a employé, concurremment avec un appareil de Bestelmeyer, l'anémomètre qu'il a décrit précédemment.

¹ *J. de Phys.*, 5^e série, t. 1, p. 958 (1911).

L'ascension du 22 janvier permet de conclure à l'absence complète de courants verticaux. Celle du 18 février, faite par un vent de 75 kilomètres à l'heure, a montré que le ballon a suivi en général le profil du terrain et que, jusqu'à quelques centaines de mètres au-dessus du sol, il a rencontré des courants verticaux très variables dont la vitesse a atteint jusqu'à 3 mètres par seconde.

CH. DUFOUR.

KARL VOGT. — Détermination des températures de transformation de l'azotate d'ammonium. — P. 1129-1131.

Les températures de transformation de l'azotate d'ammonium au-dessus de 0° ont été déterminées par deux méthodes : 1° l'observation au moyen du dilatomètre de la variation de volume éprouvée par le sel lors de la transformation ; l'observation, au moyen du microscope de Lehmann, de la ligne de séparation des deux portions d'une préparation chauffée au bain d'huile un peu au-dessous du point de transformation ; à l'aide d'un fil de platine chauffé par un courant, on provoquait la transformation en un point. Les précautions les plus délicates ont été prises pour obtenir des mesures précises. Les nombres trouvés sont :

Première méthode..	32°,5 ± 0°,05 ;	82°,26 ± 0°,10 ;	123°,2 ± 0°,06 ;
Deuxième méthode.	32°,7 ;	83°,9 ;	123°,4.

La différence considérable (1°,5) des valeurs fournies par les deux méthodes pour le point de transformation voisin de 82° reste inexplicée. Pour le point de transformation inférieur à 0°, on a employé une méthode reposant sur ce principe que, lorsqu'on chauffe ou qu'on refroidit d'une façon régulière la préparation en voie de transformation, la température reste constante pendant toute la durée de la transformation. Le sel était placé dans un tube à essai plongeant dans un becherglass contenant de l'alcool qu'on pouvait refroidir de l'extérieur par un mélange de CO² solide et d'éther et laisser ensuite se réchauffer. La température était mesurée par un élément thermo-électrique dont une soudure était au contact de l'azotate. On a trouvé — 16°,6 ; mais, en raison de la persistance des formes métastables en deçà et au delà du point de transformation, l'incertitude est d'environ 1°.

A. CORVISY.

**LES PRINCIPES DE DOPPLER-FIZEAU ET DE W. MICHELSON
ET LES RAIES D'ABSORPTION;**

Par M. A. PEROT.

M. W. Michelson a montré que, lorsque, entre une source de lumière et un observateur, se trouvent une série de milieux, et que les surfaces séparant ces milieux se déplacent, la longueur d'onde de la lumière reçue par l'observateur est altérée, si la source est monochromatique; la durée du trajet de la lumière dans l'ensemble des milieux étant variable avec le temps, il se produit un effet comparable à l'effet Doppler-Fizeau.

Un cas particulier a été observé récemment par M. Dufour, c'est celui où une source monochromatique se meut dans un milieu qui peut absorber la longueur d'onde émise; il a montré l'influence de la dispersion anormale, qui rend le phénomène différent, suivant que la source s'éloigne ou s'approche de l'observateur.

M. Cotton a attiré dernièrement l'attention sur l'effet Michelson dans le cas des raies brillantes émises par une source, et a indiqué que les considérations qu'il a développées peuvent avoir une application à l'astronomie physique, en particulier à l'étude du Soleil.

Je me suis proposé d'étudier, au point de vue physique, le cas où la source est une source de lumière blanche, donnant dans un spectroscopie un spectre continu, réservant pour plus tard l'application aux phénomènes solaires des résultats obtenus.

Dans ce qui va suivre, je ferai abstraction de l'entraînement des ondes par la matière pondérable, quoique cette approximation soit certainement hasardée lorsque, comme au voisinage des raies d'absorption, l'indice prend des valeurs élevées.

Je rappellerai tout d'abord que l'intensité dans un spectre, pour une longueur d'onde λ , est le quotient $\frac{dW}{d\lambda}$, de la quantité d'énergie lumineuse dW transmise par seconde par les radiations de longueur d'onde comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$, par l'intervalle $d\lambda$.

Le problème général à résoudre est le suivant: Une source S de lumière blanche en mouvement par rapport à un observateur est entourée d'un milieu absorbant qui se meut; quel est le spectre de la lumière reçue par l'observateur?

Avant de considérer le cas général, j'étudierai le cas particulier où la source S, en mouvement ou au repos, est entourée d'un milieu absorbant qui, limité par une surface de révolution autour d'un axe A, tourne autour de cet axe avec une vitesse angulaire constante, comme un corps solide, la lumière étant reçue dans la direction SX par un observateur et analysée par lui au spectroscopie (fig. 1).

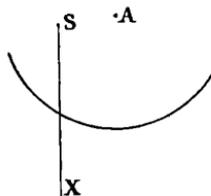


FIG. 1.

Il y a lieu de remarquer que le mouvement du milieu n'interviendra que pour faire varier la longueur d'onde de la raie d'absorption, l'effet Michelson n'existera pas ; supposons en effet la source immobile en S, la durée du trajet SX sera la même à quelque époque qu'on le suppose effectué par les ondes lumineuses, et, par suite, la période du mouvement reçu sera la période du mouvement émis ; les longueurs d'onde ne seront pas altérées par le milieu. Si d'autre part la source se déplace, il se produira un effet Doppler-Fizeau que je vais examiner, en supposant le milieu immobile et tenant compte

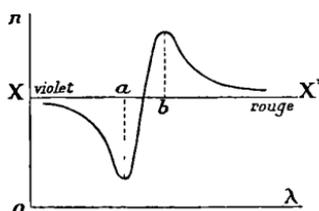


FIG. 2.

du mouvement qu'il peut avoir, et déplaçant, d'après le mouvement réel de ce milieu, la courbe des indices en fonction de la longueur d'onde vers le rouge ou vers le violet suivant le sens du mouvement.

Imaginons dès lors que la source se déplace vers l'observateur avec la vitesse radiale v , l'indice du milieu étant n , représenté en fonction de la longueur d'onde par la courbe de la fig. 2 (correction faite de

l'effet du déplacement). L'altération d'une longueur d'onde λ est :

$$\lambda - \lambda' = \frac{v}{V} n\lambda, \quad \text{d'où} \quad \lambda' = \lambda \left(1 - \frac{nv}{V}\right),$$

où V est la vitesse de la lumière dans le vide.

L'énergie par seconde dw , correspondant à l'intervalle $d\lambda$, va alors correspondre dans le spectre reçu par l'observateur à l'intervalle $d\lambda'$, et on aura, i et i' étant les intensités :

$$dw = id\lambda = i'd\lambda',$$

d'où

$$\frac{i' - i}{i'} = \frac{d\lambda - d\lambda'}{d\lambda};$$

or

$$d\lambda' = d\lambda \left(1 - \frac{nv}{V}\right) - \lambda \frac{v}{V} \frac{dn}{d\lambda} d\lambda,$$

que l'on peut écrire, $\frac{nv}{V}$ étant petit vis-à-vis l'unité :

$$d\lambda' = d\lambda \left(1 - \lambda \frac{v}{V} \frac{dn}{d\lambda}\right);$$

on aura donc :

$$\frac{i' - i}{i'} = \lambda \frac{v}{V} \frac{dn}{d\lambda}$$

ou, grâce à la petitesse du terme correctif :

$$i' = i \left(1 + \lambda \frac{v}{V} \frac{dn}{d\lambda}\right).$$

La variation relative d'intensité produite par le phénomène aura le signe de $v \frac{dn}{d\lambda}$, et lui sera à très peu de chose près proportionnelle, si l'on considère un intervalle assez restreint du spectre.

La fig. 2 montre que, pour les longueurs d'onde inférieures à Xa ou supérieures à Xb , $\frac{dn}{d\lambda}$ est négatif ; il est positif pour celles qui sont comprises entre ces deux valeurs. Si donc v est positif, c'est-à-dire si la source s'approche de l'observateur, l'intensité sera accrue pour la région ab , diminuée pour les régions Xa et bX' . L'inverse aurait lieu si la source s'éloignait ($v < 0$).

Si f représente le facteur par lequel l'intensité de la source

doit être multipliée pour obtenir l'intensité de la lumière absorbée, on aura pour la lumière émergente :

$$i_1 = i_0 f(\lambda) \left(1 + \lambda \frac{v}{V} \frac{dn}{d\lambda} \right),$$

i_0 étant l'intensité de la lumière émise.

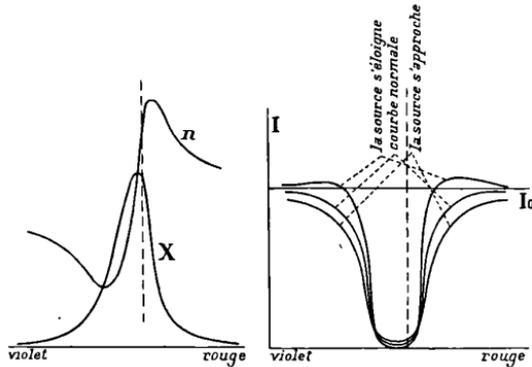


FIG. 3.

Il faut donc, pour résoudre le problème, connaître le facteur $f(\lambda)$ et l'indice en fonction de la longueur d'onde. $f(\lambda)$ dépend de l'épaisseur traversée et du coefficient d'absorption X . Celui-ci et l'indice sont donnés par les relations suivantes :

$$n^2 - X^2 = n_0^2 - \frac{M_0^2 \Delta}{1 + \Delta}, \quad 2nX = \frac{M_0^2}{1 + \Delta},$$

où Δ est une quantité proportionnelle à la différence entre la fréquence considérée ν et la fréquence de résonance ν_0 , $\Delta = a(\nu_0 - \nu)$, et où M_0^2 caractérise l'absorption. M_0^2 est grand quand l'absorption est forte; il peut au contraire être très petit si le nombre des centres absorbants n'est pas grand par centimètre cube. Le maximum de l'absorption, c'est-à-dire la raie tout entière, se porte vers le violet quand l'absorption croît.

Les courbes de la *fig. 3* représentent l'intensité dans le spectre dans le cas considéré pour de fortes absorptions et pour des vitesses de signes contraires de la source, relativement à l'observateur.

La figure qui donne l'indice n et le coefficient d'absorption X est tirée de l'ouvrage de M. Voigt (*Magneto und Electrooptik*).

L'effet n'est pas symétrique, la courbe des indices et par suite $\frac{dn}{d\lambda}$ ne l'étant pas. La dissymétrie produite sera d'ailleurs faible. Le centre de la raie ne sera pas déplacé, mais dans ce cas des fortes absorptions donnant des raies larges, le bord rouge sera plus élargi que le violet quand la source s'approche, plus net au contraire quand la source s'éloigne. De part et d'autre, dans ce dernier cas, existeront deux lignes brillantes d'inégales intensités.

Dans le cas des gaz et des vapeurs, M_0^2 est toujours petit ; pour un gaz à 0° et à 760 millimètres, il est de l'ordre du produit de 10^6 par la proportion des centres actifs ; or celle-ci est, d'après les recherches faites, inférieure à 10^{-8} , il est donc de l'ordre de 10^{-2} ; pour un gaz raréfié dont la pression est 1 millimètre, il est de l'ordre de 10^{-5} ; il y a lieu de tenir compte de ce fait dans la discussion des formules précédentes. Les courbes donnant l'indice et le coefficient d'absorption deviennent alors symétriques ou presque, elles sont données ci-dessous, et les courbes en résultant pour l'intensité s'en déduisent comme précédemment (*fig. 4*).

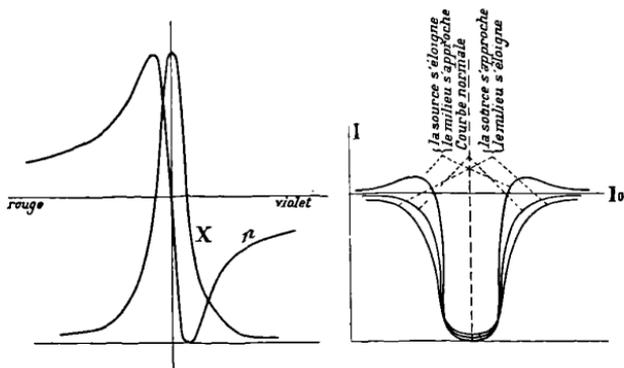


FIG. 4.

La courbe des intensités est symétrique, et les deux lignes brillantes qui bordent la ligne noire sont d'égaux intensités.

On voit combien ce cas diffère de celui que M. Dufour a rencontré dans l'étude de l'arc au mercure ; là la source était monochromatique, il s'agissait de déplacement de raies et non d'intensité dans un spectre. Dans le cas d'une source monochromatique, la longueur d'onde est diminuée ou augmentée par le fait du mouvement de la

source, et cette variation est augmentée ou diminuée par la dispersion anormale, suivant le sens du mouvement de la source.

Lorsqu'une source blanche immobile est plongée dans un milieu réfringent limité du côté de l'observateur par une surface Σ (fig. 5) qui se déplace avec une vitesse radiale u , l'effet Michelson est donné, n et n' étant les indices, par l'expression :

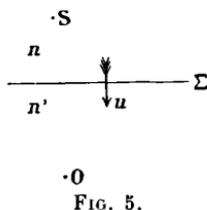
$$\lambda' = \lambda \left(1 + \frac{(n - n') u}{V} \right), \quad d\lambda' = d\lambda \left(1 + \lambda \frac{u}{V} \frac{dn}{d\lambda} \right),$$

en supposant n' indépendant de λ , et u étant compté positivement vers l'observateur.

On aura comme précédemment :

$$\frac{i' - i}{i'} = \frac{dw = id\lambda = i'd\lambda'}{d\lambda} = -\lambda \frac{u}{V} \frac{dn}{d\lambda}.$$

Cette expression est la même que celle qui donne l'effet Doppler-Fizeau, le signe seul en est changé, et on observera les mêmes formes de raies que celles qui ont été trouvées pour cet effet (fig. 4).



Enfin, dans le cas où la source sera mobile ainsi que la surface terminale du milieu, les deux effets se combineront, et l'on aura pour la longueur d'onde correspondant à une longueur d'onde λ :

$$\lambda' = \lambda \left(1 - \frac{nv}{V} + \frac{(n - n') u}{V} \right) = \lambda \left(1 - \frac{n(v - u)}{V} - \frac{n'u}{V} \right);$$

la différence des vitesses de la source et du milieu interviendra, les courbes représentatives de l'intensité se déduiront de celles qui sont données plus haut et auront des formes analogues.

On voit que, dans le cas des absorptions ordinaires, telles que celles produites par les gaz et les vapeurs, les raies d'absorption resteront symétriques. Dans le cas seulement des très fortes absorptions, une dissymétrie apparaîtra, mais sera toujours très faible.

SUR LA PERCEPTION DES LUMIÈRES BRÈVES;

Par M. J.-L. HOORWEG.

Dans le *Journal de Physique* de juillet 1914 se trouve un travail intéressant de MM. *Blondel* et *Rey* sur la perception des lumières brèves, dans lequel il est démontré par des expériences nombreuses, faites sur les yeux de *dix-sept* personnes d'âges et de professions différentes : ouvriers, ingénieurs, contremaîtres, employés, etc., que la loi de *Bloch*, jusqu'ici acceptée par tous les physiiciens, n'est pas rigoureuse et doit être remplacée par une loi nouvelle. M. Bloch ⁽¹⁾ a cru établir que l'excitation utile pour la production de la sensation minimum est sensiblement constante et proportionnelle au produit de l'éclairement ϵ par le temps t . La loi de *Bloch* peut donc être exprimée ainsi :

$$1 \quad \epsilon \times t = C^{te},$$

de sorte que l'éclairement par une lumière de 1.000 lux ⁽²⁾ pendant 1 1000 de seconde aurait le même effet que l'éclairement par 1 lux pendant une seconde entière.

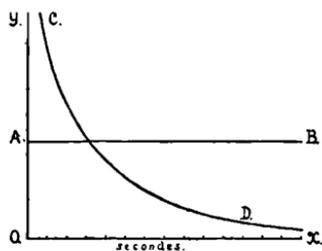


FIG. 1.

MM. *Charpentier* ⁽³⁾ et *Mac Dougall* ⁽⁴⁾ ont contrôlé et confirmé plus tard les résultats trouvés par M. *Bloch*.

On peut représenter graphiquement cette loi par une droite AB parallèle à l'axe du temps Ox (*fig. 1*), où les abscisses représentent la

¹⁾ *Comptes rendus de la Société de Biologie*, 1885, 5^e série, t. II.

²⁾ 1 lux = l'éclairement produit par une bougie à 1 m.

³⁾ *C. R. de la Société de Biologie*, 1887, t. II.

⁴⁾ *Journal of Psychology*, 1904, vol. I, part. 2.

durée des éclats en secondes et les ordonnées la valeur des produits ϵt .

Si l'on prend pour les ordonnées les valeurs des éclaircissements ϵ eux-mêmes, on trouve la courbe CD : hyperbole équilatère qui se rapproche infiniment des axes Ox , Oy .

MM. *Blondel* et *Rey* trouvent une autre relation, car, selon leurs expériences nombreuses, le produit de l'éclaircissement ϵ , par le temps t , n'est pas constant, mais croît sensiblement et régulièrement avec le temps, comme le prouve le tableau suivant :

t	ϵ	ϵt
0,001 sec.	64,1	0,0641
0,003	24	0,0721
0,100	1,021	0,10
0,300	0,518	0,1555
1,000	0,372	0,372
3,000	0,333	1

Pour un accroissement de la durée de l'éclat de 0,001 à 1 seconde, le produit ϵt croît de 0,0641 à 0,372, c'est-à-dire dans le rapport de 1 à 6.

De plus, cet accroissement est régulier, de sorte qu'on peut écrire :

$$(2) \quad \epsilon t = A + Bt,$$

d'où

$$(3) \quad \epsilon = B + \frac{A}{t}.$$

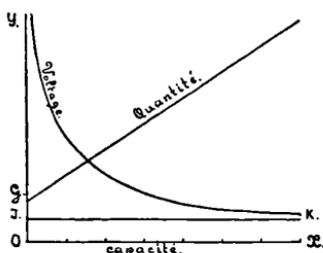


FIG. 2.

La représentation graphique de la nouvelle loi est pour la formule (2) une ligne droite, faisant un certain angle avec l'axe du temps et coupant l'axe Oy en un certain point G (*fig. 2*).

Quant à la formule (3), elle est représentée par la courbe EF ,

hyperbole équilatère, qui se rapproche infiniment de la droite IK, parallèle à l'axe des E. La distance IO représente la valeur de B.

2. Je veux maintenant fixer l'attention sur le fait remarquable que la loi nouvelle de MM. *Blondel* et *Rey* a sensiblement la même forme que la loi que j'ai trouvée déjà en 1896 (1) pour la contraction minimum des muscles de l'homme par les décharges d'un condensateur électrique. J'ai donné alors le graphique suivant.

Quand on prend pour abscisses la capacité C des condensateurs employés et pour ordonnées la force électromotrice, le *voltage*, de la source électrique nécessaire pour provoquer la contraction minimum d'un muscle quelconque, on trouve l'hyperbole équilatère indiquée dans la *fig. 3*, qui se rapproche infiniment d'un côté de l'axe Oy, de l'autre côté de la ligne droite IK; OI représente ici le voltage du courant constant, qui, par sa fermeture rapide, produit la même contraction dans le même muscle.

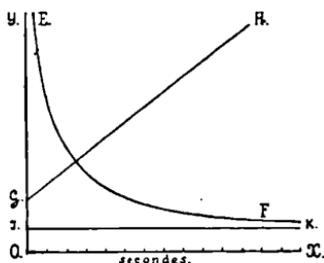


FIG. 3.

Si l'on prend pour ordonnées les quantités d'électricité mises en jeu, $Q = C \times V$, on trouve la droite inclinée de la *fig. 3*. La ressemblance des *fig. 2* et *3* est frappante.

J'ai représenté les résultats de ces expériences par la formule empirique :

$$V = AR + \frac{B}{C},$$

où V représente le voltage minimum ; C, la capacité du condensateur ; R, la résistance du circuit électrique, et A et B, deux constantes, qui dépendent elles aussi de la nature du muscle.

Considérant que la durée t de la décharge d'un condensateur

Ne 1. Tydschrift von Gereiskunde, 1896, II, p. 760.

180 HOORWEG. — PERCEPTION DES LUMIÈRES BRÈVES
électrique, est calculée par la formule :

$$t = CR,$$

on peut écrire la relation (4) :

$$V = AR + \frac{BR}{t},$$

expression identique à la formule (3), et, parce que la quantité d'électricité Q est mesurée par le produit CV , l'équation (4) se réduit à :

$$Q = ARC + B,$$

ou bien :

$$(5) \quad Q = at + b.$$

La formule (5) fut donnée en 1901 par M. G. Weiss⁽¹⁾ comme une loi nouvelle, et appliquée par ce savant à plusieurs expériences sur des tissus différents.

MM. Cluset⁽²⁾ et Lapicque⁽³⁾ ont continué et étendu ces recherches et ont constaté que la formule (5) peut être admise pour toutes sortes d'excitations électriques de très courte durée.

Plus tard on a repris les recherches sur les décharges ou les charges d'un condensateur et trouvé que cette méthode d'examen était la plus sûre pour des recherches électro-diagnostiques, de sorte que le Congrès international d'électrologie et de röntgenographie, qui a eu lieu à Barcelone en septembre 1910, sur la proposition de M. Doumer, a accepté unanimement cette méthode de recherche.

Pour cette recherche, M. Doumer⁽⁴⁾ emploie la formule :

$$V = \alpha + \frac{B}{C},$$

où V et C ont la même signification que dans la formule (4).

De plus, M. Doumer pose :

$$\alpha = k\rho,$$

où ρ est la résistance du circuit électrique, indiquée dans la formule (4) par R .

(1) *Archives italiennes de Biologie*, 1901, t. XXXV.

(2) *Archives d'Électr. médicale*, 1901.

(3) *Journal de Physiologie et de Pathologie générale*, 1903 et 1911.

(4) *Annales d'Électrologie et de Radiologie*, 1911.

On voit donc que la formule de M. Doumer est identique à la formule ancienne (4).

Cette formule est désormais bien établie.

Mais alors on peut constater par la comparaison des figures 2 et 3, que l'excitation de la rétine par la lumière suit la même loi que l'excitation des tissus contractiles par l'électricité.

La quantité de lumière dans l'un des cas joue le même rôle que la quantité d'électricité dans l'autre.

THÉORIE ÉLECTRONIQUE DES PHÉNOMÈNES DIÉLECTRIQUES RÉSIDUELS. APPLICATION A LA CHALEUR DE SIEMENS;

Par M. L. DÉCOMBE.

La chaleur de Siemens⁽¹⁾ appartient à la catégorie des phénomènes diélectriques (résidus, variation apparente de capacité, etc...) que l'on pourrait qualifier d'anormaux, en ce sens qu'ils paraissent échapper aux théories proposées pour expliquer la propriété fondamentale que possèdent les diélectriques d'accroître le pouvoir inducteur spécifique du vide.

Aucune de ces théories ne permet de prévoir, par exemple, les résidus diélectriques, et c'est à des théories distinctes ou à des hypothèses nouvelles qu'il faut avoir recours pour interpréter les phénomènes particuliers dont il s'agit.

Ces derniers paraissent d'ailleurs pouvoir tous se rattacher aux phénomènes de résidus dont l'analogie avec les phénomènes généraux d'hystérésis est évidente; aussi les considère-t-on souvent comme des manifestations particulières d'une *hystérèse diélectrique* dont il y aura lieu de préciser la nature.

Ayant été amené précédemment — en essayant d'approfondir la nature de la chaleur non compensée⁽²⁾ — à étudier de plus près l'une des manifestations de cette hystérèse diélectrique (la chaleur de Siemens), je n'ai pas tardé à reconnaître la possibilité de déduire de la théorie générale de Lorentz une théorie particulière permettant

¹⁾ C'est-à-dire le dégagement de chaleur qui accompagne la charge alternative ou variable d'un condensateur à lame diélectrique.

²⁾ L. DÉCOMBE, Sur la nature de la chaleur non compensée (*J. de Phys.*, mai 1911).

de rendre compte non seulement de la dissipation d'énergie représentée par la chaleur de Siemens, mais aussi des autres anomalies diélectriques.

Cette théorie, qui doit à son origine de comporter une interprétation remarquable du pouvoir inducteur spécifique, est donc complète en soi ; elle présente d'ailleurs l'avantage de se rattacher directement aux théories générales de l'électro-optique et de faire prévoir des relations nouvelles qui paraissent susceptibles de vérifications expérimentales. Toutefois mon but actuel étant surtout d'approfondir les lois et le mécanisme de la chaleur de Siemens, je remettrai à plus tard l'étude de ces relations.

Équations fondamentales. — La théorie classique des diélectriques est tout entière fondée, comme on le sait, sur la notion de *polarisation*. On imagine que le fluide neutre du diélectrique est décomposé par le champ extérieur en fluide positif et fluide négatif, les fluides ainsi séparés ne pouvant sortir des éléments de volume où ils ont pris naissance et dans lesquels ils sont en quelque sorte localisés. On prend pour mesure de la polarisation P le moment électrique de l'unité de volume, et l'on admet qu'elle est proportionnelle à la valeur E du champ. On pose $P = kE$, le coefficient de proportionnalité k reçoit le nom de *susceptibilité diélectrique*, et l'on établit la relation fondamentale :

$$(1) \quad K = 1 + 4\pi k,$$

K désignant la *constante diélectrique* du milieu, c'est-à-dire le rapport de son pouvoir inducteur spécifique à celui du vide.

Si l'on veut dégager la notion de polarisation de l'hypothèse des fluides, on se placera au point de vue électronique, et l'on admettra, avec Lorentz, qu'il existe dans les molécules matérielles des particules chargées susceptibles, par leur déplacement à l'intérieur des molécules, de communiquer à celles-ci un moment électrique. Ce moment est supposé nul lorsque les particules occupent, dans la molécule, leurs positions naturelles d'équilibre d'où elles peuvent être tirées par l'action d'un champ extérieur.

D'un autre côté, la théorie générale de Maxwell, essentiellement fondée sur la considération du milieu diélectrique, s'appuie tout entière sur la notion fondamentale de *déplacement*. Sans préciser exactement en quoi il consiste, Maxwell appelle déplacement électrique en un point donné d'un milieu dont la constante diélectrique est K ,

la quantité dirigée $\frac{KE}{4\pi}$, E désignant le champ au point considéré.

Dans l'éther, où $K = 1$, elle se réduit à $\frac{E}{4\pi}$.

On peut se proposer de rechercher le rapport qui existe entre le déplacement de Maxwell et la polarisation.

A cet effet, multiplions les deux membres de l'équation (1) par $\frac{E}{4\pi}$; nous obtenons, en remplaçant kE par sa valeur P ,

$$\frac{KE}{4\pi} = \frac{E}{4\pi} + P.$$

Le déplacement de Maxwell $\frac{KE}{4\pi}$ peut donc être considéré comme formé de deux parties: la première, $\frac{E}{4\pi}$, représente le déplacement dans l'éther qui imprègne le milieu; la seconde, égale à la polarisation, est localisée dans le milieu lui-même si l'on accepte l'interprétation électronique.

Nous adopterons ce point de vue, qui est celui de Lorentz, et afin d'établir une première équation fondamentale, nous considérerons un condensateur plan à lame diélectrique. Nous supposerons, pour simplifier, que la surface des armatures soit égale à l'unité et que leur intervalle, — complètement rempli par le diélectrique, — ait aussi une épaisseur égale à l'unité. Dans ces conditions, la différence de potentiel E des armatures se confond avec le champ, la charge q du condensateur avec le déplacement total, et la différence $q - m$ (entre cette charge et la polarisation m) avec le déplacement dans l'éther. Ce dernier étant égal à $\frac{E}{4\pi}$, on a (en posant $\frac{1}{4\pi} = k_0$) une première équation fondamentale:

$$q = k_0 E + m.$$

D'un autre côté et en l'absence de champ magnétique extérieur, la polarisation m satisfait, d'après Lorentz, à une équation de la forme:

$$a \frac{d^2 m}{dt^2} = E - bm - c \frac{dm}{dt},$$

a, b, c désignant des coefficients positifs (1).

LORENTZ, *Theory of electrons*. — Le terme $c \frac{dm}{dt}$, nécessaire à l'explication de l'absorption lumineuse, est d'origine empirique.

Or, si l'on excepte le cas où le champ subit des variations alternatives dont la fréquence soit de l'ordre de celle des vibrations lumineuses, la dérivée seconde $\frac{d^2m}{dt^2}$ peut être considérée comme très petite et le terme qui la contient comme négligeable.

L'équation précédente se réduit alors à la suivante qui constitue notre seconde équation fondamentale :

$$(II) \quad E = bm + c \frac{dm}{dt}.$$

Avant de montrer comment on peut fonder sur les équations (I) et (II) une théorie générale des anomalies diélectriques et d'en faire ensuite une application plus particulière à la chaleur de Siemens, j'en éprouverai la valeur expérimentale dans deux cas très importants : celui où le champ est *constant* et celui où il est *périodique*. Le premier cas correspond aux conditions dans lesquelles J. Curie a établi le *Principe expérimental de superposition*. Le second est celui des expériences de Höchstädter.

Principe de superposition. — Soient m_1 la solution générale de l'équation (II) et m_2 celle de l'équation semblable :

$$(2) \quad E' = bm + c \frac{dm}{dt},$$

E et E' désignant deux fonctions quelconques de t .

L'équation

$$(3) \quad E' + E' = bm + c \frac{dm}{dt}$$

est vérifiée par la fonction $m = m_1 + m_2$.

D'où l'énoncé suivant :

Si, à l'origine du temps, on place une lame diélectrique, dépourvue de toute trace de polarisation, dans un champ $E = f_1(t)$, puis qu'au bout d'un temps déterminé θ on vienne à augmenter brusquement le champ de la quantité $E' = f_2(t)$, la polarisation m , à un instant ultérieur quelconque t , pourra être considérée comme résultant de la superposition de la polarisation m_1 due au premier champ et de la polarisation m_2 due au second (1).

(1) Pour obtenir cet énoncé, il faut tenir compte des conditions aux limites, savoir : pour $t = 0$, $m_1 = 0$, et pour $t = \theta$, $m_2 = 0$.

VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE

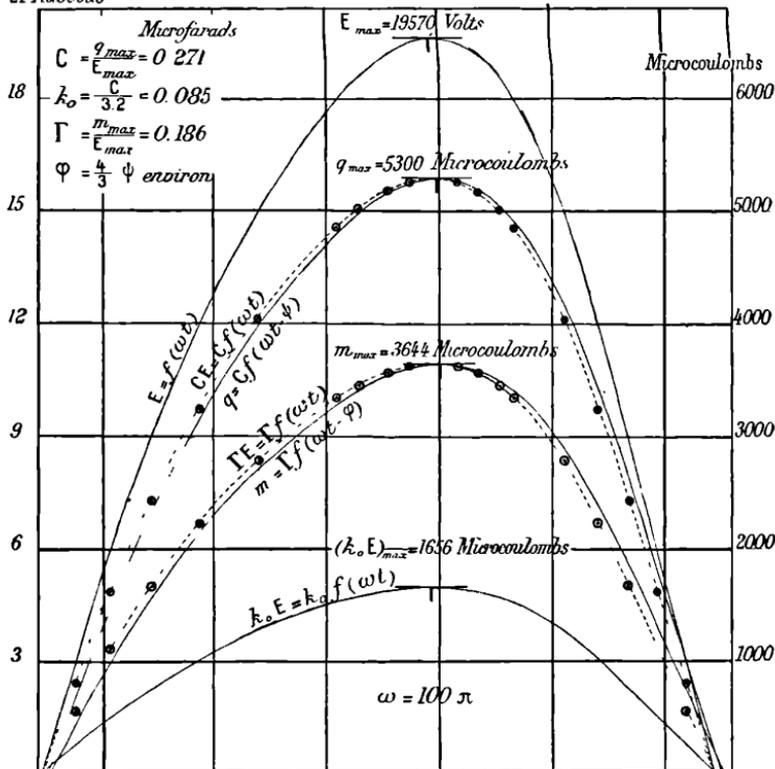
AU MOYEN DES GRAPHIQUES DE M. HÖCHSTÄDTER

Dans cette planche :

ω représente la pulsation du courant alternatif de charge ; E la différence de potentiel instantanée des armatures du câble ; q leur charge instantanée correspondante ; k_0 la capacité du câble *le diélectrique étant supposé enlevé* et $k_0 E$ sa charge instantanée *dans les mêmes conditions*.

La valeur de k_0 a été obtenue en divisant la capacité du câble (pratiquement égale, d'après Höchstädter, au quotient $C = \frac{q_{max}}{E_{max}}$) par 3,2 valeur approchée de la constante diélectrique de l'isolant. La vérification proposée est d'ailleurs indépendante de la valeur exacte de cette quantité.

21 Kilovolts



Les deux courbes (E) et (q) sont celles de Höchstädter. On en a déduit :

- 1 La courbe (CE) en multipliant toutes les ordonnées de (E) par le facteur $C = \frac{q_{max}}{E_{max}}$.
- 2 La courbe $(k_0 E)$, puis, par différence, $(m = q - k_0 E)$, la courbe de polarisation m.
- 3 La courbe (ΓE) en multipliant toutes les ordonnées de (E) par le facteur $\Gamma = \frac{m_{max}}{E_{max}}$.

Ces courbes manifestent immédiatement les décalages ψ et Φ de la charge totale q et de la polarisation m relativement au champ E. Sur le dessin original, ψ et Φ correspondent respectivement à 3^{mm} et 4^{mm} environ et la formule $\varphi = \frac{C\psi}{C - k_0}$ se trouve vérifiée. L'Université Lille permet l'évaluation approchée de ces deux quantités.

Or, dans le cas particulier où les deux champs E et E' sont constants, l'énoncé précédent se confond précisément avec le *Principe expérimental de superposition* de J. Curie (1).

Expériences de Höchstädter (2). — Höchstädter a étudié les câbles de la Société Siemens-Schuckert soumis à une différence de potentiel alternative très élevée. Ces câbles constituent de véritables condensateurs dont les armatures sont séparées par une substance isolante particulière (de composition hétérogène) capable de résister à des champs très intenses. Au moyen d'oscillographes, il relevait les courbes simultanées exprimant en fonction du temps, d'une part, la différence de potentiel E des armatures, et, d'autre part, l'intensité $i = \frac{dq}{dt}$ du courant de charge.

Deux intégrations graphiques lui permettaient ensuite d'obtenir, en fonction du temps, la courbe des charges totales $\left(q = \int_0^t i dt\right)$ et celle représentant l'énergie $W = \int_0^t E i dt$ dissipée pendant la charge.

Or, les graphiques ainsi obtenus possèdent la propriété suivante : Si l'on multiplie toutes les ordonnées de la courbe des E par un même coefficient C (égal à $\frac{q_{\max}}{E_{\max}}$), la courbe obtenue se superpose exactement à celle des q par un léger décalage en avant (3).

Si donc on pose $E = f(\omega t)$ (avec $\omega = \frac{2\pi}{T}$), la charge instantanée totale q pourra être mise sous la forme :

$$4 \quad q = Cf(\omega t - \psi),$$

ψ désignant un angle très petit.

Développons $f(\omega t - \psi)$ suivant la série de Taylor, et négligeons les termes en ψ d'ordre supérieur au premier ; il vient :

$$5 \quad q = Cf(\omega t) - C\psi f'(\omega t).$$

These de doctorat de J. CURIE, 1888, p. 30.

• *Elekrotechnische Zeitschrift*, mai et juin 1910.

Dans des expériences particulièrement soignées M. P. JANET avait depuis longtemps mis en évidence le retard de la charge sur le champ et tracé le cycle d'hysteresis dielectrique du mica (P. JANET, *J. de Phys.*, 1893, p. 347).

Appliquons cette formule à notre condensateur plan et, à cet effet, remplaçons q par la valeur précédente dans l'équation (I) préalablement résolue par rapport à m . En posant :

$$(6) \quad \Gamma = C - k_0 \quad \text{et} \quad \varphi = \frac{C\psi}{C - k_0},$$

on obtient :

$$(7) \quad m = \Gamma f(\omega t) - \Gamma \varphi f'(\omega t),$$

et, par conséquent, aux termes en Φ^2 près :

$$(8) \quad m = \Gamma f(\omega t - \varphi).$$

Cette formule montre que la courbe des m (c'est-à-dire la polarisation) jouit d'une propriété analogue à celle des q (charge totale : elle peut aussi se déduire de la courbe $E = f(\omega t)$, qui représente le champ, en multipliant toutes les ordonnées par un même coefficient de proportionnalité Γ (égal à $\frac{m_{\max}}{E_{\max}}$), puis décalant très légèrement en avant (d'un angle φ) la courbe ainsi obtenue. Cette propriété se laisse aussi facilement vérifier sur les graphiques de Höchstädter.

D'autre part, Höchstädter a montré que le quotient $C = \frac{q_{\max}}{E_{\max}}$ se présente expérimentalement comme une grandeur bien déterminée, indépendante de E_{\max} , de la fréquence, du facteur de pointe, etc., et même, dans les limites où il a opéré, de la température.

Cette constance entraîne, aux termes (insensibles) du second ordre près, celle du rapport Γ , puisque, à ce degré d'approximation, on a entre ces deux quantités la relation [tirée de la première formule (6) :

$$C = \Gamma + k_0 \quad \left(k_0 = \frac{1}{4\pi} \right).$$

Réciproquement, la constance absolue de Γ entraîne la constance approchée de C .

Mais, si l'on veut bien se rappeler la nature hétérogène de q qui représente globalement la somme de deux charges distinctes), on n'hésitera pas à préférer, comme grandeur fondamentale, le rapport Γ au rapport C et à considérer la constance de Γ comme une propriété fondamentale, celle de C n'ayant alors qu'une valeur d'approximation due à la petitesse du décalage. Dans ces conditions, il convient de

conserver la formule (8) pour exprimer la polarisation et de remplacer l'expression (4) de la charge totale par celle qu'on déduit de l'équation fondamentale (I) en y remplaçant m par sa valeur (8). On obtient ainsi :

$$9) \quad q = k_0 f(\omega t) + \Gamma f(\omega t - \varphi).$$

Cette formule donne à l'équation fondamentale (I) un relief tout particulier, car elle manifeste l'existence expérimentale d'un décalage φ , très petit, mais bien déterminé, entre les deux termes constitutifs de la charge totale. *En d'autres termes, la polarisation, c'est-à-dire le déplacement dans le diélectrique, est en retard sur le champ — c'est-à-dire sur le déplacement dans l'éther.*

Développons maintenant la fonction périodique $E = f(\omega t)$, suivant la série de Fourier. Développons aussi de la même manière la fonction $m = \Gamma f(\omega t - \varphi)$ en négligeant comme précédemment les termes en φ^2 . Si l'on substitue dans la seconde équation fondamentale (II) les valeurs ainsi obtenues pour E et m , on trouve que cette équation est *identiquement satisfaite*, en posant :

$$10 \quad b = \frac{1}{\Gamma}, \quad c = \frac{\varphi}{\Gamma \omega}.$$

Ainsi, dans le cas d'un champ alternatif $E = f(\omega t)$, l'équation fondamentale (II) est vérifiée lorsqu'on y remplace m par son expression expérimentale $m = \Gamma f(\omega t - \varphi)$ (1).

Il est facile de voir que cette propriété est entièrement générale, c'est-à-dire qu'elle subsiste pour un champ dont la loi de variation

Hochstadter a montré, en outre, que le rapport constant C est sensiblement égal à la capacité *statique* du condensateur employé. Dans le cas théorique où nous nous sommes placés (celui d'un condensateur dont les armatures séparées par un intervalle égal à l'unité de longueur ont en outre une surface égale à l'unité, cette capacité a pour expression $\frac{K}{4\pi}$, K désignant la constante diélectrique du milieu interposé entre les armatures. On aura donc ici (puisque $K = 1 + 4\pi k$) :

$$C = \frac{1 + 4\pi k}{4\pi} = k_0 + k,$$

k désignant la *susceptibilité statique* du diélectrique.

De la formule approchée (6) on déduit alors $\Gamma = k$.

Le coefficient Γ serait donc égal à la susceptibilité statique du diélectrique. Il convient toutefois d'observer que, par capacité statique, Höchststadter entend la capacité mesurée balistiquement dans des conditions qui paraissent n'avoir donné lieu à aucun résidu appréciable.

avec le temps est absolument quelconque. En d'autres termes, la relation fondamentale (II), dans laquelle E est une fonction quelconque $f(t)$, admet la solution $m = \Gamma f(t - \theta)$, les constantes Γ et θ satisfaisant aux conditions :

$$(10') \quad b = \frac{1}{\Gamma}, \quad c = \frac{\theta}{\Gamma}.$$

La quantité $\frac{c}{b} = \theta$ est toutefois supposée assez petite pour qu'on puisse négliger, comme précédemment pour ceux en φ , les termes en θ d'ordre supérieur au premier (1).

Dans ces conditions, la seconde équation fondamentale peut être simplement remplacée par la relation $m = \Gamma f(t - \theta)$. Si l'on porte cette valeur dans l'équation (I), on obtient une équation :

$$(11) \quad q = k_0 f(t) + \Gamma f(t - \theta),$$

qui, dans les conditions indiquées, peut servir d'équation fondamentale unique ; son interprétation est semblable à celle de l'équation (9).

Théorie des anomalies diélectriques. — Les théories proposées pour l'explication des phénomènes résiduels et de leurs connexes peuvent se rattacher à deux théories principales : celle des conceptions intérieures de Hess, dérivée de la théorie des diélectriques hétérogènes de Maxwell, et celle de Pellat, fondée, au moyen d'une hypothèse particulière, sur le point de vue de la viscosité antérieurement proposé par M. Bouty.

Nous allons montrer que l'une et l'autre de ces théories peuvent se rattacher très simplement à nos équations fondamentales.

Théorie des conceptions intérieures. — Maxwell a montré que les phénomènes diélectriques résiduels peuvent être théoriquement prévus pour une substance hétérogène, formée, par exemple, par la superposition d'un nombre indéfini de couches de nature différente, chacune d'elles ayant son pouvoir inducteur et sa résistance spécifique propres (2). Le développement de cette théorie, sous sa forme

(1) Dans ces conditions, en effet, on peut poser $m = \Gamma f(t) - \Gamma \theta f'(t)$ et l'équation (II) devient :

$$f(t) = b\Gamma f(t) - b\Gamma\theta f'(t) + c\Gamma f'(t) - c\Gamma\theta f''(t).$$

Or celle-ci est identiquement vérifiée (aux termes en θ^2 près) lorsqu'on tient compte des conditions (10').

(2) C. MAXWELL, *Traité d'électricité et de magnétisme* (traduction française).

générale, conduit à des difficultés mathématiques à peu près inextricables. Aussi Hess a-t-il étudié plus particulièrement le cas simple d'une lame hétérogène formée d'une substance isolante, dans laquelle seraient noyées des particules d'une substance conductrice (1). En assimilant cette lame à un système de deux condensateurs en série dont l'un serait shunté par une très faible résistance, on peut retrouver par voie théorique les principales particularités des phénomènes résiduels.

Or, si nous plaçons la lame hétérogène de Hess (dont l'épaisseur et la surface sont supposées égales à l'unité) dans un champ variable $E = f(t)$; autrement dit, si nous appliquons aux armatures extrêmes du condensateur équivalent une différence de potentiel E , la charge instantanée q du système satisfait à une équation différentielle dont la forme est précisément celle de l'équation qu'on obtient en éliminant m entre nos deux équations fondamentales (2).

Or, l'existence des phénomènes résiduels est conditionnée par la forme de l'équation qui relie la charge q du système à la différence de potentiel E au même instant. Nos équations fondamentales sont donc aptes à la représentation des phénomènes de résidus. Elles présentent d'ailleurs, sur celles de Maxwell ou de Hess, l'avantage

t. I, p. 509).— On remarquera que les phénomènes résiduels prévus par Maxwell pour un diélectrique composé disparaissent lorsque les résistances spécifiques des diverses couches sont toutes infiniment grandes, c'est-à-dire lorsqu'on néglige leur conductibilité. Une remarque semblable peut être faite relativement à la résistance hypothétique shuntant l'un des deux condensateurs de Hess (voir plus loin). *En l'absence de conduction, la théorie de Maxwell est donc inefficace.*

¹ Hess, *J. de Phys.*, 1893, p. 145.

² Soient, en effet, c_1 et c_2 les capacités des deux condensateurs de Hess, ρ_2 la résistance shuntant le second, e_1 et e_2 les différences de potentiel de leurs armatures respectives et $i = \frac{dq}{dt}$ l'intensité du courant. On a les équations :

$$\begin{array}{l} 1 \quad E = e_1 + e_2, \\ 2 \quad c_1 e_1 = q, \\ 3 \quad c_2 \frac{de_2}{dt} = \frac{dq}{dt} - \frac{e_2}{\rho_2}. \end{array}$$

Éliminant e_1 et e_2 entre ces trois équations, on obtient :

$$(4) \quad (c_1 + c_2) \frac{dq}{dt} + \frac{q}{c_1 \rho_2} = \frac{E}{\rho_2} + \frac{c_2}{c_3} \frac{dE}{dt}.$$

Or, si l'on élimine m entre nos deux équations fondamentales, on trouve :

$$5 \quad c \frac{dq}{dt} + bq = E(1 + bk_0) + ck_0 \frac{dE}{dt}.$$

L'identité de forme avec la relation 4) est évidente.

incontestable de n'exiger, relativement à la constitution du diélectrique, aucune hypothèse restrictive particulière.

Mais il y a plus, et l'on peut montrer que si la théorie de Maxwell est susceptible de représenter qualitativement les phénomènes résiduels et ceux qui s'y rattachent, quantitativement elle en fournit une évaluation tout à fait insuffisante.

Nous avons déjà fait observer (p. 188, renvoi 2) qu'en l'absence de conduction dans le diélectrique la théorie de Maxwell est inefficace. On vérifie aisément, en particulier, que la chaleur de Siemens qu'elle permet de prévoir, se réduit rigoureusement à la chaleur dissipée par la conduction hypothétique nécessaire à l'efficacité de la théorie. Or Höchstädter ⁽¹⁾ et avant lui Steinmetz ⁽²⁾ ont mesuré directement la chaleur dissipée par conduction dans les diélectriques sur lesquels ils opéraient, et ils l'ont trouvée très petite ou même entièrement négligeable devant la chaleur de Siemens proprement dite.

Il semble donc qu'il y ait lieu de considérer le diélectrique composé de Maxwell ou la lame hétérogène de Hess tout au plus comme une image des diélectriques réels. Du reste, Maxwell lui-même dit expressément dans son *Traité d'électricité et de magnétisme* (t. I, p. 514) :

Il ne s'ensuit pas le moins du monde que toute substance qui présente ces phénomènes soit ainsi composée ; car ces phénomènes peuvent être l'indice d'une nouvelle espèce de polarisation dont seraient susceptibles les substances homogènes ⁽³⁾.

Ce qui précède montre d'ailleurs suffisamment qu'il n'est pas nécessaire de faire appel à une polarisation d'une espèce particulière pour retrouver les phénomènes résiduels dans une substance homogène. La polarisation ordinaire suffit, à la condition de supposer

(1) *Loc. cit.*

(2) *Elektrotechnische Zeitschrift*, 1901, p. 605.

(3) D'un autre côté, il convient aussi d'observer que la lame hétérogène de Hess possède précisément la constitution attribuée par la théorie de Mossotti-Clausius aux diélectriques homogènes. De tels diélectriques homogènes se comportent donc comme électriquement hétérogènes tant au point de vue particulier des anomalies diélectriques qu'au point de vue de la propriété fondamentale exprimée par la constante diélectrique de multiplier le pouvoir inducteur spécifique du vide. Cette circonstance paraît trouver son explication dans le fait que tout diélectrique se compose à la fois des molécules matérielles et de l'éther dans lequel elles sont plongées et qui les imprègne, d'où résulte, selon le point de vue de Lorentz, l'hétérogénéité du courant de déplacement, hétérogénéité qui détermine la première de nos équations fondamentales.

qu'elle éprouve pour s'établir une certaine résistance représentée par le terme $c \frac{dm}{dt}$, donc proportionnelle à la vitesse de polarisation. Nous avons déjà remarqué (p. 183) que la présence de ce terme dans les équations de Lorentz est d'origine empirique; elle est nécessitée par l'existence des phénomènes d'absorption lumineuse qui reconnaîtraient ainsi la même origine que les phénomènes résiduels.

Théorie de H. Pellat (1). — H. Pellat, reprenant pour le développer le point de vue de la viscosité antérieurement exprimé par M. Bouty (2), a développé une théorie des diélectriques très remarquablement conforme à l'expérience. Envisageant le cas d'un champ constant dans lequel est interposée une lame diélectrique, il fonde sa théorie sur l'hypothèse suivante, qu'il a réussi ultérieurement à déduire du principe expérimental de superposition de J. Curie (3).

Le courant de polarisation est, à chaque instant, proportionnel à l'excès de la polarisation maxima M sur la polarisation actuelle m. Or nous pouvons rattacher très simplement cette hypothèse à nos équations fondamentales.

Supposons, en effet, que le champ E soit constant. Au bout d'un temps suffisant, la polarisation atteint une valeur maxima constante M; le courant de polarisation $\frac{dm}{dt}$ est alors nul, et l'équation II devient :

$$12 \quad E = bM.$$

Éliminant E entre (II) et (12), on obtient :

$$13 \quad \frac{dm}{dt} = \frac{b}{c} (M - m),$$

formule qui exprime précisément l'hypothèse de H. Pellat. Cette hypothèse se présente donc comme un cas particulier de l'énoncé suivant, qui ne fait que traduire la propriété exprimée par l'équation fondamentale II) :

Le courant de polarisation est, à chaque instant, proportionnel à l'excès du champ E sur le champ fictif bm (4), dû à la polarisation.

Annales de Chimie et de Physique, t. XVIII, 1899, p. 150.

- *J. de Phys.*, 1890, p. 288.

PELLAT, *loc. cit.*, p. 571.

⁴ bm , qui figure sous forme additive dans l'expression de E [formule (II)], a, en effet, les dimensions d'un champ.

On sait d'ailleurs que l'hypothèse de Pellat et le principe de superposition de J. Curie se déterminent mutuellement. On peut ajouter qu'ils découlent directement l'un et l'autre de la relation fondamentale (II), beaucoup plus simplement même qu'ils ne se conditionnent mutuellement.

Je n'insisterai pas davantage sur cette question, du moins actuellement; les résultats précédents manifestent clairement la possibilité de fonder sur les équations fondamentales (I) et (II) une théorie générale des anomalies diélectriques. Dans ce qui suit, nous nous bornerons à étudier de plus près, au regard des équations (I) et (II), celle de ces anomalies qui constitue la chaleur de Siemens.

La chaleur de Siemens. — Lorsqu'on soumet un condensateur à lame diélectrique à une différence de potentiel alternative $E = f(\omega t)$, l'énergie élémentaire absorbée a pour expression Edq . Or, d'après l'équation (I), dq est de la forme $dm + k_0 dE$, et, par suite, l'énergie absorbée élémentaire de la forme $E(dm + k_0 dE)$.

Si nous intégrons cette expression de 0 à T (T désignant la durée d'une période), nous obtenons pour l'énergie W dissipée pendant une période :

$$W = \int_0^T E dm \quad (1).$$

Si nous remplaçons alors dans l'expression de W la quantité E par sa valeur telle qu'elle résulte de l'équation fondamentale (II), nous obtenons :

$$(14) \quad W = \int_0^T c \left(\frac{dm}{dt} \right)^2 dt \quad (2).$$

La formule (14), qui exprime l'énergie dissipée pendant une période, nous montre que l'énergie dissipée élémentaire $c \left(\frac{dm}{dt} \right)^2 dt$ est proportionnelle au carré du courant de polarisation. Ainsi se

(1) L'intégrale $k_0 \int_0^T E dE$ est, en effet, nulle puisque le cycle étant fermé, la quantité soumise au signe de l'intégration est une différentielle exacte.

(2) L'intégrale $\int_0^T b m dm$ est nulle pour la même raison ci-dessus.

trouve rattachée aux équations fondamentales (I) et (II) l'hypothèse que j'ai précédemment proposée touchant l'origine et la valeur de la chaleur de Siemens (¹). Celle-ci est attribuable à la polarisation des éléments de volume du diélectrique, c'est-à-dire à la portion du déplacement qui a son siège dans le diélectrique, et elle se présente comme proportionnelle au carré du courant de polarisation.

Mais on peut aller plus loin.

Les expériences de Höchstädter nous ont permis, en effet, de mettre la polarisation m sous la forme :

$$m = \Gamma f(\omega t - \varphi).$$

Or, si nous développons la fonction périodique $f(\omega t - \varphi)$ suivant la série de Fourier et si, formant ensuite $\frac{dm}{dt}$, nous calculons, après substitution, l'intégrale (14), nous trouvons une expression de la forme :

$$15 \quad W = c \mathfrak{A} \Gamma^2 \omega,$$

\mathfrak{A} désignant une constante (²).

Si l'on veut bien se rappeler que le coefficient c est inversement proportionnel à ω [formules (10)], on voit que l'énergie W dissipée pendant une période est indépendante de la fréquence, résultat conforme aux expériences de Steinmetz (³) et de Höchstädter (⁴) et dans lequel on peut voir une nouvelle confirmation de nos équations fondamentales.

Ceci posé, remplaçons effectivement dans (15) c par sa valeur $\frac{\sigma}{\Gamma \omega}$ tirée des formules (10). On obtient :

$$16) \quad W = \mathfrak{A} \Gamma \varphi.$$

L'énergie dissipée pendant une période est donc proportionnelle

¹ L. DECOMBE, *loc. cit.*

- Si l'on pose :

$$f(\omega t) = A_1 \sin(\omega t + \alpha_1) + A_2 \sin(2\omega t + \alpha_2) + \dots,$$

on trouve :

$$\mathfrak{A} = \pi [A_1^2 + 9A_3^2 + 16A_5^2 + \dots].$$

On remarquera que la quantité entre crochets représente la somme des carrés des amplitudes composantes de la fonction périodique $\frac{1}{\Gamma} \frac{dm}{dt}$.

³ STEINMETZ, *loc. cit.*

⁴ HOCHSTÄDTER, *loc. cit.*

au décalage φ , pourvu bien entendu que ce décalage reste très petit. Dans les expériences de Höchstädter, cette condition est encore réalisée sous des différences de potentiel de 20.000 volts.

Dans ces mêmes expériences, l'énergie W dissipée par période a toujours été trouvée indépendante du facteur de pointe, c'est-à-dire de la forme de la fonction périodique $E = f(\omega t)$. Elle ne dépend que du champ maximum E_m et croît manifestement plus vite que le carré de cette quantité; Γ étant indépendant de E_m ⁽¹⁾, il faut en conclure que le produit \mathfrak{A}_φ est une fonction de E_m croissant plus vite que E_m^2 , développable par conséquent sous la forme :

$$(17) \quad \mathfrak{A}_\varphi = \alpha E_m^2 + \beta E_m^3 + \dots$$

La formule (16) peut alors s'écrire :

$$(18) \quad W = \Gamma (\alpha E_m^2 + \beta E_m^3 + \dots)$$

Ce résultat doit être soigneusement distingué de celui que nous avons obtenu relativement à l'énergie dissipée *élémentaire* : celle-ci peut rester exactement proportionnelle au carré du courant de polarisation, bien que l'énergie dissipée par période croisse plus vite que le carré du champ maxima. En particulier, ces conditions paraissent simultanément réalisées dans les expériences de Höchstädter.

On peut imaginer cependant des conditions expérimentales dans lesquelles la chaleur dissipée élémentaire croîtrait plus vite que le carré du courant de polarisation. Le terme $c \frac{dm}{dt}$ de l'équation fondamentale (II) représente, en effet, une résistance à la polarisation proportionnelle à la vitesse de polarisation. Mais on peut prévoir le cas où ce terme, devenu insuffisant, doit être remplacé par une fonction continue et croissante de $\frac{dm}{dt}$ développable en série telle que :

$$(19) \quad c_1 \frac{dm}{dt} + c_2 \left(\frac{dm}{dt}\right)^2 + c_3 \left(\frac{dm}{dt}\right)^3 + \dots$$

L'énergie dissipée par période aurait alors pour expression :

$$(20) \quad W = c_1 \int_0^T \left(\frac{dm}{dt}\right)^2 dt + 2c_2 \int_0^{\frac{T}{2}} \left(\frac{dm}{dt}\right)^3 dt + c_3 \int_0^T \left(\frac{dm}{dt}\right)^4 dt + \dots^3$$

(1) Voir page 186, 3^e alinéa. Grâce à la première formule (6) ($\Gamma = C - k_0$), Γ est indépendant de E_m au même titre que C .

L'énergie dissipée élémentaire ne serait plus alors proportionnelle au carré du courant de polarisation $\frac{dm}{dt}$; elle croîtrait plus rapidement que le carré de ce courant.

Dans quelles circonstances en sera-t-il ainsi, et quand y aura-t-il lieu de substituer l'expression (20) de W à son expression (14)?

Dans l'état actuel de nos connaissances expérimentales, il est assez difficile de se prononcer sur cette question. Il ne paraît pas douteux cependant que, dans le cas où la déformation d'un atome très résistant serait poursuivie jusqu'à la rupture, la résistance opposée à la déformation ne puisse plus être considérée comme simplement proportionnelle à la vitesse de déformation, c'est-à-dire au courant de polarisation. Sans aller si loin, on peut supposer que, pour certaines substances jouissant de propriétés résiduelles particulièrement intenses, la résistance à la déformation croisse plus vite que le courant de polarisation, bien avant même que la limite de rupture soit atteinte.

Quoi qu'il en soit exactement, il ne faut pas oublier que l'équation fondamentale (II) est susceptible d'être généralisée par la substitution du développement (19) au terme $c \frac{dm}{dt}$, mais que, néanmoins, sous sa forme réduite (II), elle paraît suffisante dans la plupart des cas étudiés jusqu'ici.

Origine de la chaleur de Siemens. — Si nous jetons un coup d'œil rétrospectif sur les pages précédentes, nous voyons que la chaleur de Siemens, et plus généralement les phénomènes résiduels et leurs connexes sont conditionnés par le terme $c \frac{dm}{dt}$ de l'équation (II). En l'absence de ce terme, toutes les anomalies diélectriques disparaissent.

Or, au point de vue électronique, la polarisation résulte de la déformation des atomes et le courant de polarisation $\frac{dm}{dt}$ doit être considéré comme proportionnel à la vitesse de déformation. Il suit de là que *les phénomènes résiduels et ceux qui s'y rattachent s'évanouissent dans tout phénomène qui ne déforme pas l'atome ou qui ne le déforme qu'avec une vitesse infiniment petite.*

Or, tel est précisément le caractère des actions de *viscosité* de n'apparaître et de ne subsister qu'autant que la vitesse du phénomène ne reste finie et différente de zéro.

Nous sommes ainsi conduits à attribuer les phénomènes résiduels, et par conséquent la chaleur de Siemens, à une viscosité propre de l'atome.

L'origine de cette viscosité sera examinée ultérieurement.

**EXPÉRIENCES SUR LA VITESSE DE LA LUMIÈRE
DANS LES MILIEUX RÉFRINGENTS (1);**

Par M. C. GUTTON.

Dans un précédent mémoire (2), j'ai expliqué comment, en utilisant la biréfringence électrique du sulfure de carbone, j'avais comparé les vitesses de propagation de la lumière et des ondes de Hertz le long des fils métalliques. Par une méthode analogue, j'ai aussi obtenu le rapport des vitesses de la lumière dans l'air et dans un liquide réfringent. Les deux vitesses à comparer étant très différentes, il n'est plus nécessaire d'opérer à de grandes distances; cela m'a permis d'employer comme source de lumière, non plus une étincelle, mais une fente éclairée par les différentes radiations du spectre continu d'une lampe Nernst. Il est alors possible de faire varier à volonté la longueur d'onde moyenne du faisceau de lumière utilisé et d'étudier les vitesses de propagation relatives aux différentes couleurs spectrales.

Un excitateur E (*fig. 1*) plongé dans l'huile de vaseline, dont l'étincelle oscillante est obtenue, ainsi que je l'ai déjà indiqué, à l'aide d'un transformateur de Tesla T, envoie par deux fils des ondes hertziennes en O; celles-ci s'y partagent entre deux lignes OABDC₁ et OFGHIJC₂ formées chacune de deux fils de cuivre parallèles tendus l'un au-dessus de l'autre à 5 centimètres de distance. La figure, qui représente un plan de l'appareil, n'indique qu'un seul fil.

Les fils de chacune des lignes se terminent respectivement aux armatures de deux petits condensateurs C₁ et C₂ enfermés dans des tubes de verre remplis de sulfure de carbone. Les deux condensateurs sont identiques; leurs armatures ont 5 centimètres de longueur,

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 15 décembre 1911.

(2) GUTTON, *J. de Phys.*, 5^e série, t. II, p. 41 ; 1912.

0^m,3 de largeur et sont distantes de 0^m,15; mais, tandis que les plans des armatures de C₁ sont verticaux, ceux des armatures de C₂ sont horizontaux.

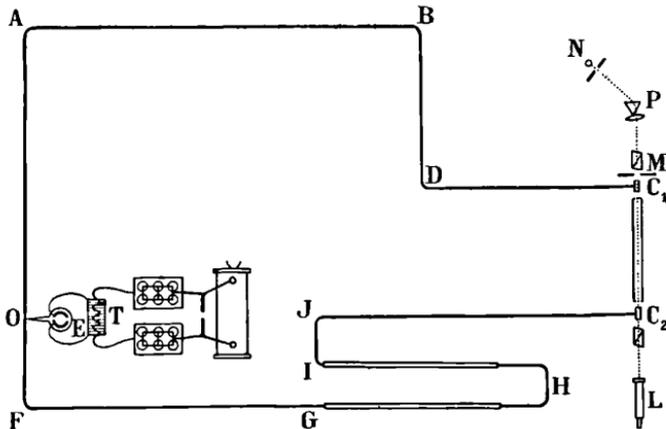


FIG. 1.

A l'aide d'un prisme P et d'une lentille, on projette le spectre d'une lampe Nernst N (1 ampère, 220 volts) sur un écran M percé d'une fente. Un nicol dont la section principale est inclinée à 45° polarise la lumière. Le faisceau qui sort de la fente passe entre les armatures du condensateur C₁, puis entre celle du condensateur C₂. Des morceaux de papier noir percés d'une petite fente et collés sur les lames du verre qui ferment les tubes contenant les condensateurs forment diaphragmes et limitent le faisceau à la largeur utile. La lumière, à sa sortie du second condensateur, traverse un nicol analyseur, puis est reçue dans une lunette L mise au point sur la fente M. La distance C₁C₂ des deux condensateurs était de 1^m,18.

Pour faire une expérience, on commence par mettre l'analyseur à l'extinction, puis on envoie des ondes électriques le long des deux lignes jusqu'aux condensateurs C₁, C₂. Lorsque celles-ci atteignent C₁, elles le chargent, le sulfure de carbone devient biréfringent et la lumière est dépolarisée. Cette lumière dépolarisée se propage jusqu'au condensateur C₂, si elle le trouve dans le même état de charge ou elle a rencontré C₁, la polarisation rectiligne est rétablie, puisque les plans des armatures des deux condensateurs sont croisés et le nicol analyseur continue à éteindre. Cette condition est remplie si

le temps employé par les ondes électriques à parcourir la ligne OC_1 , augmenté de la durée du trajet de la lumière de C_1 à C_2 , est égal au temps pendant lequel les ondes électriques se propagent de O à C_2 . S'il en est autrement, le second condensateur ne compense pas exactement la dépolarisation due au premier et l'analyseur laisse passer de la lumière.

Des coulisses GHI sont intercalées sur les fils de la ligne OC_2 pour permettre, en modifiant sa longueur, de changer la durée du trajet des ondes électriques entre O et C_2 . En enfonçant ou en tirant les coulisses en même temps qu'on observe l'image vue dans la lunette, on peut déterminer, à 1 centimètre près environ, la longueur de la ligne pour laquelle l'analyseur éteint. A cause de la faible dépolarisation par les lames de verre qui ferment les tubes contenant les condensateurs, l'extinction n'est pas complète et l'image passe seulement par un minimum d'éclat. On peut faire que ce minimum semble correspondre à une disparition en ne rendant pas le laboratoire complètement obscur et en réglant convenablement le peu de lumière qu'on y laisse subsister. On y trouve d'ailleurs un autre avantage: comme le faisceau qui sort de l'oculaire est très étroit, il est beaucoup plus facile de maintenir l'œil dans la position convenable devant la lunette lorsqu'on voit constamment le champ un peu éclairé.

Après avoir déterminé la longueur de la coulisse pour laquelle la lumière disparaît, on place entre les deux condensateurs un tube rempli d'un liquide. Soient l la longueur du tube, V et W les vitesses de la lumière dans l'air et dans le liquide, la durée du trajet de la lumière est augmentée par la présence du tube d'un intervalle de temps égal à $l\left(\frac{1}{W} - \frac{1}{V}\right)$ et l'analyseur n'éteint plus; en allongeant alors à l'aide de la coulisse la ligne OC_2 , on peut retarder l'arrivée des ondes au condensateur C_2 d'un intervalle de temps égal et rétablir l'extinction. Soient donc l' l'allongement de la ligne, V la vitesse des ondes électriques le long des fils. On peut la considérer comme égale à celle de la lumière dans l'air, car il serait inutile de tenir compte de la très faible différence que des expériences antérieures⁽¹⁾ m'ont montré exister et écrire la relation :

$$\frac{l'}{V} = l\left(\frac{1}{W} - \frac{1}{V}\right)$$

(1) GUTTON, *loc. cit.*

qui permet de déterminer le rapport des vitesses de propagation de la lumière dans l'air et dans le liquide :

$$\frac{W}{V} = 1 + \frac{l'}{l}$$

On remarquera qu'un retard possible de la biréfringence du sulfure de carbone sur la charge des condensateurs ne modifierait en rien les conditions de l'expérience et n'interviendrait pas.

Le liquide était contenu dans un tube en laiton de 1 mètre de longueur et de 3 centimètres de diamètre. Les deux extrémités étaient fermées par des plaques de laiton bien parallèles percées d'une ouverture circulaire, ayant seulement 0^{cm},4 de diamètre, bouchée par une lame de verre mince. La partie du faisceau qui passe dans la région centrale du tube peut seule sortir et la lumière réfléchiée sur les parois est éliminée.

Après chaque expérience, on rendait les nicols parallèles et l'on recevait la lumière à sa sortie de l'appareil dans un spectroscopie afin de connaître la longueur d'onde moyenne du faisceau.

J'ai trouvé pour le rapport $\frac{V}{W}$ des vitesses de la lumière dans l'air et dans l'eau : 1,32 pour le jaune, 1,36 pour le bleu. Ces valeurs sont très voisines des indices de réfraction 1,33 et 1,34.

Des expériences sur le sulfure de carbone et la naphthaline monobromée, liquides très réfringents doués d'une grande dispersion, ont fourni pour le rapport $\frac{V}{W}$ des valeurs notablement supérieures à l'indice de réfraction et qui s'en écartent d'autant plus que les radiations lumineuses sont plus réfrangibles.

Le tableau suivant donne les résultats des diverses séries d'expériences. Les mesures sur le sulfure de carbone ont été faites dans toute l'étendue du spectre visible ; celles qui sont relatives à la naphthaline monobromée n'ont été possibles que dans l'orangé, le jaune et le vert à cause de la légère coloration jaune du liquide.

Sulfure de carbone

λ	$\frac{V}{W}$	λ	$\frac{V}{W}$	λ	$\frac{V}{W}$
0 ^u ,460	1,86	0 ^u ,445	1,92	0 ^u ,435	1,86
477	1,80	465	1,85	438	1,93
532	1,73	495	1,75	460	1,83
612	1,69	520	1,79	531	1,80
		528	1,73	560	1,72
		573	1,70	625	1,74
		580	1,69	630	1,70
0 ^u ,512	1,82	0 ^u ,435	1,93	0 ^u ,450	1,86
530	1,77	463	1,82	480	1,79
528	1,76	488	1,79	542	1,77
615	1,73	520	1,74	560	1,75
670	1,70	572	1,71	620	1,71
		605	1,70	652	1,69

L'indice pour $\lambda = 0^u,434$ est 1,676 et pour $\lambda = 0^u,627$, 1,623

Naphtaline monobromée

λ	$\frac{V}{W}$	λ	$\frac{V}{W}$	λ	$\frac{V}{W}$
0 ^u ,505	1,81	0 ^u ,510	1,85	0 ^u ,522	1,76
525	1,82	540	1,75	555	1,75
535	1,81	575	1,75	555	1,73
540	1,83	580	1,77	570	1,74
568	1,75	600	1,73	590	1,76
630	1,73	615	1,72	600	1,74
		625	1,72	620	1,70

L'indice pour $\lambda = 0^u,527$ est 1,670 et pour $\lambda = 0^u,656$, 1,649.

Sur les figures 2 et 3, relatives l'une au sulfure de carbone, l'autre à la naphtaline monobromée, les croix représentent les points obtenus en portant en abscisses les longueurs d'ondes et en ordonnées les rapports $\frac{V}{W}$ de la vitesse de la lumière dans l'air et dans le liquide.

La courbe inférieure représente les valeurs de l'indice de réfraction d'après Van der Willigen pour le sulfure de carbone et d'après Walter⁽¹⁾ pour la naphtaline monobromée. J'ai vérifié que, pour la raie D, les liquides employés avaient bien l'indice indiqué par les tables. Les résultats des expériences que je viens de décrire sont

(1) VAN DER WILLIGEN, *Arch. Mus. Teyler*, t. III, 1^{re} série, p. 55 ; 1870 ; — WALTER, *Wied. Ann.*, t. XLII, p. 511 ; 1891 ; — ou DUFET, *Recueil de données numériques*, publié par la Société française de Physique.

d'accord avec la théorie de Lord Rayleigh et de M. Gouy sur la propagation des ondes dans un milieu dispersif. Lord Rayleigh ⁽¹⁾ a

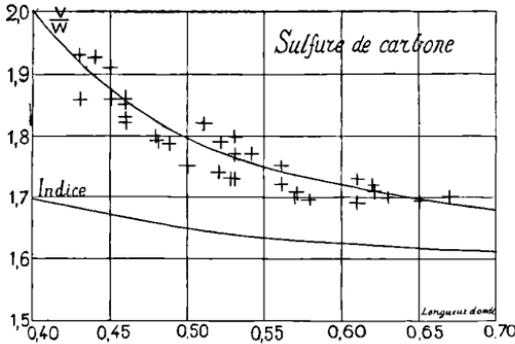


FIG. 2.

étudié la propagation de groupes d'ondes sonores ou d'ondes à la surface de l'eau, lorsque la vitesse de propagation dépend de la lon-

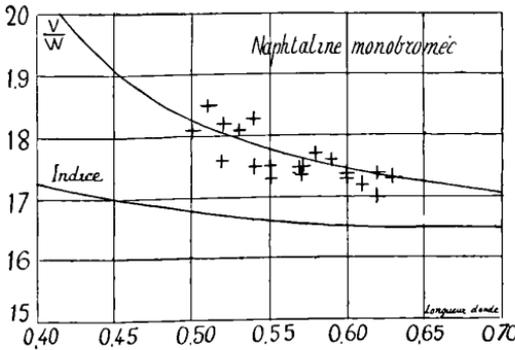


FIG. 3.

gueur d'onde. Il a admis plus tard ⁽²⁾ que le résultat de ses recherches était applicable aux ondes lumineuses. Le cas de la lumière a été traité directement par M. Gouy ⁽³⁾. Dans ses importants mémoires

¹ Lord RAYLEIGH, *The Theory of Sound*, 2^e édition, t. I, p. 301.

- Lord RAYLEIGH, *On the Velocity of Light* (*Nature*, t. XXIV, p. 382, et t. XXV, p. 52; 1881).

GOUY, *Sur la propagation de la lumière* (*C. R.*, t. XCI, p. 877; 1880; — *G. UY, Sur la propagation des ondes lumineuses, eu égard à la dispersion J. de l'École Polytechnique*, 3^e série, t. VIII, p. 335; 1882; — GOUY, *Recherches théoriques et expérimentales sur la vitesse de la lumière* (*Ann. de Chim. et de Phys.*, 6^e série, t. XVI, p. 212; 1889).

M. Gouy montre que dans un milieu doué de dispersion, une modification quelconque produite en un point du trajet des ondes lumineuses se transporte avec une vitesse plus petite que celle des ondes elles-mêmes. Cette dernière vitesse est celle qui détermine la valeur de l'indice de réfraction ; c'est au contraire la première qui intervient dans les expériences, puisque W est la vitesse avec laquelle se transportent des modifications dans l'état de polarisation de la lumière.

D'après Lord Rayleigh et M. Gouy :

$$\frac{V}{W} = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}.$$

La dérivée $\frac{dn}{d\lambda}$ de l'indice, par rapport à la longueur d'onde, est négative, le rapport $\frac{V}{W}$ est donc plus grand que l'indice.

J'ai tracé sur les fig. 2 et 3 la courbe qui représente les valeurs de $\frac{V}{W}$ calculées d'après la formule précédente. On voit que les points trouvés par les expériences sont très voisins de cette dernière courbe, tandis qu'ils sont éloignés de la courbe des indices.

Pour l'eau, à cause de la faible dispersion, $\lambda \frac{dn}{d\lambda}$ est très petit, et l'expérience donne bien pour $\frac{V}{W}$ une valeur voisine de l'indice.

Des mesures relatives à la vitesse de propagation de la lumière dans un liquide n'avaient été faites jusqu'ici que par la méthode de Foucault. M. Michelson⁽¹⁾ et M. Gouy⁽²⁾, en employant le miroir tournant, ont trouvé une vitesse dans le sulfure de carbone supérieure à celle que l'on déduisait de l'indice et un rapport des vitesses de la lumière bleue et de la lumière rouge différent du rapport des indices. Mais M. Gouy⁽³⁾ a montré que cela tenait au mouvement rapide de l'image virtuelle donnée par le miroir tournant et à l'effet Doppler-Fizeau qui en résulte. Ces expériences ne peuvent donc être invoquées à l'appui de la théorie de Lord Rayleigh et de M. Gouy sur la

(1) MICHELSON, *Sur la vitesse de propagation de la lumière blanche et colorée dans l'air, l'eau et le sulfure de carbone* (*Astron. Papers for the use of the An. Ephemeris*, p. 235; 1883).

(2) GOUY, *Sur la vitesse de la lumière dans le sulfure de carbone* (*C. R.*, t. CIII p. 244; 1886).

(3) GOUY, *Sur la théorie des miroirs tournants* (*C. R.*, t. CI, p. 502; 1885).

vitesse avec laquelle se transporte une modification produite sur le trajet d'un faisceau.

Dans la méthode de la roue dentée de Fizeau, c'est bien cette vitesse qui intervient, mais aucune mesure sur des liquides ne peut être faite à cause de l'énorme distance que la lumière devrait y parcourir. Si les expériences, dont je viens de donner les résultats, m'ont permis d'opérer sur de faibles parcours et de contrôler par l'expérience la théorie de Lord Rayleigh et de M. Gouy, cela tient à ce que la fréquence des oscillations hertziennes est beaucoup plus grande que celles des interruptions de lumière produites par le passage des dents d'une roue de Fizeau.

ONDES CYLINDRIQUES PÉRIODIQUES DANS UN CONDUCTEUR ;

Par M. POMEY.

Je me propose de montrer comment des considérations de physique permettent de retrouver la solution d'un problème classique qu'on obtient d'ordinaire par voie purement algébrique au moyen d'un développement en série (fonction J_0 de Bessel) dont on détermine les coefficients de proche en proche.

Soit un conducteur formé par un cylindre de révolution; prenons trois axes de coordonnées rectangulaires ox , oy , oz , le dernier suivant l'axe de révolution. L'intensité du champ électrique Z , dont je cherche l'expression, est supposée périodique, parallèle à oz , fonction seulement de la distance à l'axe. Le vecteur courant u est égal à cZ , c étant la conductibilité spécifique.

Considérons un point M ($x = r$, $y = 0$). L'on sait que les équations du champ électrodynamique donnent entre la valeur de Z au point M , le temps t , la distance r de M à l'axe, la perméabilité μ , la relation :

$$1 \quad \frac{\partial^2 Z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial Z}{\partial r} - 4\pi c\mu \frac{\partial Z}{\partial t} = 0.$$

Je considère alors une onde plane élémentaire :

$$\frac{1}{\pi} d\varphi e^{i\omega t} + \frac{X \cos \varphi + Y \sin \varphi}{p},$$

qui progresse dans la direction déterminée par l'angle φ .

Cette onde prend au point M la valeur :

$$\frac{1}{\pi} d\varphi e^{i\omega t + \frac{r \cos \varphi}{p}}.$$

Intégrons de 0 à π , et essayons la solution :

$$Z = \frac{1}{\pi} e^{i\omega t} \int_0^\pi e^{\frac{r \cos \varphi}{p}} \cdot d\varphi.$$

Portons cette valeur dans l'équation (1) et cherchons si l'on peut déterminer p de façon que cette valeur de Z y satisfasse. L'équation devient :

$$\frac{1}{\pi} e^{i\omega t} \int_0^\pi \left(\frac{\cos^2 \varphi}{p^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\cos \varphi}{p} - 4\pi c\mu\omega i \right) e^{\frac{r \cos \varphi}{p}} d\varphi = 0.$$

Or, si je pose $p = \frac{1}{\sqrt{4\pi c\mu\omega i}}$, le premier membre devient :

$$\frac{1}{\pi} e^{i\omega t} \int_0^\pi \frac{d}{d\varphi} \left(\frac{1}{r} e^{\frac{r \cos \varphi}{p}} \cdot \frac{\sin \varphi}{p} \right) d\varphi,$$

quantité nulle, évidemment, puisque $\sin \varphi$ s'annule pour $\varphi = 0$ et pour $\varphi = \pi$, c'est-à-dire aux limites. Nous avons donc bien une solution particulière. En développant en série, on a :

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{\frac{r \cos \varphi}{p}} d\varphi = \sum_0^\infty \frac{r^n}{p^n} \int_0^\pi \frac{\cos^n \varphi}{n!} d\varphi \quad (n \text{ entier}).$$

Or :

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos^{2m} \varphi d\varphi = \frac{(2m)!}{(m!)^2} \cdot \frac{1}{2^{2m}}, \quad \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos^{2m+1} \varphi d\varphi = 0.$$

Donc notre solution particulière devient la série bien connue :

$$Z = e^{i\omega t} \sum_{m_0}^\infty \frac{r^{2m}}{p^{2m}} \cdot \frac{1}{(m!)^2} \cdot \frac{1}{2^{2m}}.$$

On voit qu'on l'obtient par une sommation portant sur les valeurs dues à des ondes planes élémentaires se croisant dans toutes les directions. C'est sur cette simple remarque que nous voulions attirer l'attention.

APPLICATION DU POLYGONE DE FRESNEL A LA COMPOSITION DES FORCES ÉLECTROMOTRICES D'INDUCTION. — CLASSIFICATION DES GÉNÉRATRICES ;

Par M. A. GUILLET.

I. On doit s'efforcer, semble-t-il, de substituer aux monographies juxtaposées, qui constituent le fond de l'enseignement élémentaire de certains ordres de phénomènes physiques, des exposés d'ensemble, d'ailleurs plus concis, liant logiquement les uns aux autres le plus grand nombre possible de cas. Car le rôle de la mémoire se trouve alors diminué et celui du raisonnement pur accru d'autant ; plus le domaine des sciences expérimentales s'étend, plus il est nécessaire que l'esprit de nos élèves soit exercé à tirer de *faits primordiaux*, révélés par l'observation, toutes les conséquences que comporte le groupe de ces faits.

Comme exemple, proposons-nous de déduire rapidement du *Polygone des vibrations de Fresnel* et de la loi qui domine les phénomènes d'induction :

$$e_m = - \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{t_2 - t_1},$$

les divers types de génératrices, et cela sans utiliser d'autres notions que celles qui figurent au programme du baccalauréat.

II. Polygone de Fresnel. — Si un segment de droite de longueur a_x fait avec un axe OY (*fig. 1*) un angle $\theta + x\beta$, la projection de ce segment sur la droite OX perpendiculaire à OY a pour mesure $a_x \sin (\theta + x\beta)$. Il suit de là qu'une expression telle que

$$S = \Sigma a_x \sin (\theta + x\beta)$$

est donnée par la projection sur OX du contour polygonal obtenu en composant, à la manière des forces concourantes, le système des segments a_x ayant tous O pour origine et formant avec OY les

angles respectifs $\theta + \alpha\beta$; elle est également représentée par la projection sur OX de la résultante OM du contour.

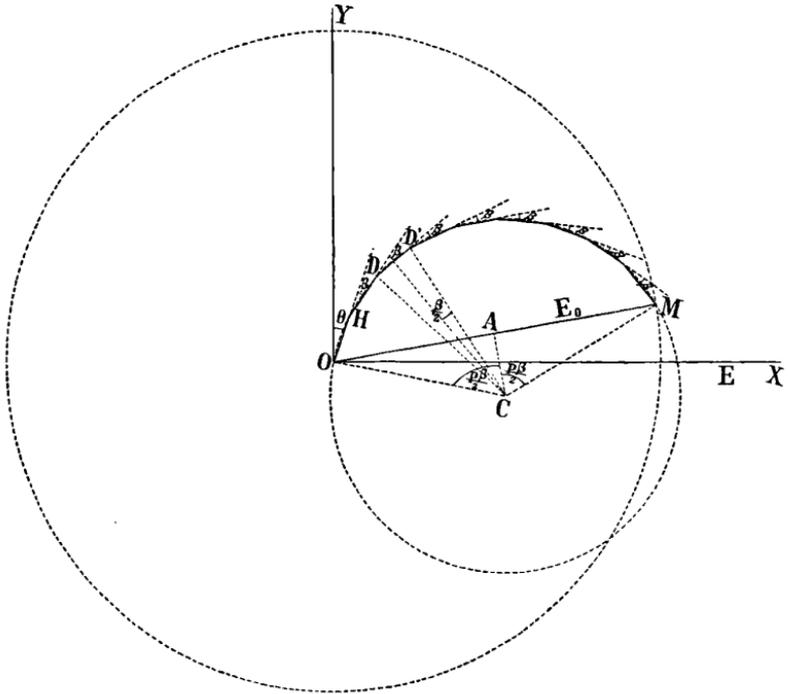


FIG. 1.

Dans le cas particulier où α reçoit les valeurs $0, 1, 2, \dots, p - 1$, la longueur a_x étant constante et égale à a , le système comprend p bras égaux distribués en éventail autour de O , selon la raison β . Les sommets du polygone sont alors répartis sur une circonférence de rayon

$$CD = R = \frac{a}{2 \sin \frac{\beta}{2}} \text{ (triangle DCD')}.$$

Comme la résultante OM est une corde de cette circonférence sous-tendant l'arc occupé par p côtés, ou encore la base d'un triangle isocèle dont les autres côtés sont égaux à R et dont l'angle au sommet est $p\beta$, on a :

$$OM = 2 \cdot R \sin \frac{p\beta}{2} = a \frac{\sin p \frac{\beta}{2}}{\sin \frac{\beta}{2}}$$

En numérotant dans le même ordre 1, 2, 3..., etc., les bras successivement rencontrés en partant de l'un ou de l'autre des deux bras extrêmes [θ ; $\theta + (p - 1)\beta$] et composant séparément les bras portant un même numéro, on obtiendra des résultantes partielles toutes dirigées suivant la bissectrice commune des groupes ainsi formés. En conséquence, la résultante totale OM fera avec OY l'angle $\theta + (p - 1)\frac{\beta}{2}$; car l'angle HOM a pour mesure la moitié de l'arc $(p - 1)\beta$.

Puisque S mesure la projection de OM sur OX, on a :

$$S = a \frac{\sin p \frac{\beta}{2}}{\sin \frac{\beta}{2}} \cdot \sin \left[\theta + (p - 1) \frac{\beta}{2} \right].$$

On exprimera que le système des bras tourne avec la vitesse angulaire ω en posant $\theta = \omega t$; le contour polygonal et sa résultante OM tourneront alors sans déformation avec la même vitesse angulaire ω .

III. *Génératrice théorique.* — Partons du dispositif théorique suivant: des plans, passant par un même axe OO' (fig. 2), sont distribués en éventail autour de cet axe, deux plans consécutifs formant un même angle β .

Dans ces plans, et de part et d'autre de l'axe, des spires identiques sont fixées de manière que leurs centres soient sur une même circonférence dont le centre est sur OO' et dont le plan est perpendiculaire à OO'.

Plaçons ce système dans un champ magnétique uniforme, dont la composante perpendiculaire à l'axe OO' a pour mesure φ , et animons-le d'un mouvement de rotation de loi $\theta = f(t)$. Que se passera-t-il ?

Loi des f. é. m. induites. — Suivons la spire 1; si θ est l'angle que forme le plan de cette spire avec le plan BB' mené par OO' perpendiculairement à φ , elle est traversée par le flux :

$$\Phi = S\varphi \cdot \cos \theta,$$

et est par suite le siège d'une force électromotrice :

$$e_1 = S\varphi \frac{d\theta}{dt} \cdot \sin \theta.$$

En admettant, ce qui est le cas de la pratique, que

$$f(t) = \omega t,$$

ω étant la vitesse angulaire constante de l'éventail, il vient :

$$e_1 = S\varphi\omega \sin \omega t$$

ou encore :

$$e_1 = e_0 \sin \omega t$$

si l'on pose :

$$e_0 = S\varphi\omega \quad \text{ou} \quad S\varphi \cdot 2\pi N,$$

N étant le nombre de tours effectués par l'éventail ou rotor en une seconde.

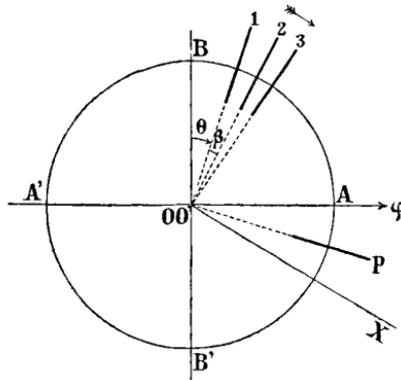


FIG. 2.

Pour passer de la spire de rang 1 à la spire de rang p , il faut remplacer dans la formule (1) l'angle θ par l'angle $\theta + (p - 1)\beta$, on a donc :

$$(2) \quad e_p = \frac{d[\theta + (p - 1)\beta]}{dt} \cdot \sin[\theta + (p - 1)\beta],$$

et, dans les conditions où β est constant :

$$e_p = e_0 \sin[\omega t + (p - 1)\beta].$$

Les diverses f. é. m. sont donc représentées par des sinusoides décalées les unes par rapport aux autres et successivement de $\frac{\beta}{2\pi} T$ suivant l'axe des temps.

Association des f. é. m. induites. — 1° *Groupement alternatif*. — Associations en série p spires consécutives, on obtiendra une f. é. m. résultante :

$$E_p = e_0 \sum_1^p \sin [\omega t + (x - 1) \beta] \quad (x \text{ entier}).$$

Les f. é. m. s'ajoutant sans s'influencer mutuellement, comme des vibrations parallèles, la règle de Fresnel s'applique, et la considération du polygone des f. é. m. donne immédiatement :

$$3 \quad E_p = e_0 \frac{\sin p \frac{\beta}{2}}{\sin \frac{\beta}{2}} \sin \left[\omega t + (p - 1) \frac{\beta}{2} \right],$$

la phase de la f. é. m. résultante étant comparée à celle de la f. é. m. e_1 .

On voit que le système des p spires associées en série donne entre ses extrémités ouvertes une différence de potentiel *alternative* sinusoïdale d'amplitude :

$$E_0 = e_0 \frac{\sin p \frac{\beta}{2}}{\sin \frac{\beta}{2}}$$

et présentant avec la f. é. m. e_1 induite dans la première spire une différence de phase ψ telle que

$$\psi = (p - 1) \frac{\beta}{2}.$$

Au point de vue pratique, pour capter cette f. é. m., il suffira, les spires étant reliées en série, de fixer les extrémités du circuit ainsi obtenu à deux anneaux conducteurs montés sur l'axe OO' et d'appuyer deux *balais* polaires immobiles sur ces anneaux tournants.

Si l'on veut *redresser* la f. é. m., on utilisera un seul anneau, fendu dans l'azimut, facile à calculer, pour lequel $E_p = 0$, et les balais seront *calés* de façon que leur ligne de contact soit dans cet azimut. A l'instant où la polarité des demi-bagues change, elles changent de balais et ceux-ci conservent par suite une polarité invariable.

2 *Groupements polyphasés*. — Si l'on forme à la suite du premier groupe de p spires un second groupe de q spires, on aura dans ce

second groupe à composer les f. é. m. :

$$\begin{aligned} e_{p+1} &= e_0 \sin [\omega t + p\beta], \\ e_{p+2} &= e_0 \sin [\omega t + (p+1)\beta], \\ &\vdots \\ e_{p+q} &= e_0 \sin [\omega t + (p+q-1)\beta], \end{aligned}$$

ou, en retardant toutes les phases de $p\beta$:

$$\begin{aligned} e_{p+1} &= e_0 \sin \omega t, \\ &\vdots \\ e_{p+q} &= e_0 \sin [\omega t + (q-1)\beta], \end{aligned}$$

ce qui conduit à la f. é. m. résultante :

$$E_q = e_0 \frac{\sin q \frac{\beta}{2}}{\sin \frac{\beta}{2}} \sin \left[\omega t + (q-1) \frac{\beta}{2} \right],$$

d'amplitude :

$$E'_0 = e_0 \frac{\sin q \frac{\beta}{2}}{\sin \frac{\beta}{2}}$$

et de phase :

$$\psi' = p\beta + (q-1) \frac{\beta}{2},$$

par rapport à e_1 .

La différence de phase des f. é. m. résultantes E_q et E_p est donc :

$$\psi' - \psi = (p+q) \frac{\beta}{2}.$$

Pour $p = q$, cas d'associations successives identiques,

$$\psi' - \psi = p\beta.$$

Les deux f. é. m. E_p et E_q présenteront donc la différence de phase $\frac{2\pi}{j}$ par exemple, si l'on satisfait à la condition :

$$p\beta = \frac{2\pi}{j}.$$

Or, si la circonférence est entièrement occupée par n spires équi-

distantes angulairement, on a :

$$\beta = \frac{2\pi}{n},$$

et l'on doit faire $p = \frac{n}{j}$; par construction, on rendra n multiple de j .

Pour $j = 3$, il vient $p = \frac{n}{3}$. On obtiendra donc trois f. é. m. triphasées en partageant les n spires du rotor en trois groupes successifs comprenant $\frac{n}{3}$ spires associées en série. En conservant l'association en série pour les trois groupes eux-mêmes, et reliant leurs points de jonction à trois bagues continues calées sur l'axe du rotor, on dirigera les f. e. m. induites dans trois fils de lignes reliés à trois balais fixes sous lesquels tournent les bagues.

A ce montage *en triangle*, qui s'offre naturellement, on peut substituer un montage *étoilé*. Pour cela on reliera métalliquement les origines des trois sections considérées précédemment et les trois extrémités libres seront mises en communication avec les trois balais. On calculera sans peine les différences de potentiel relatives aux balais considérés deux à deux.

3° *Groupement dans l'espace par l'artifice du collecteur à touches.*

Force électromotrice constante. — Imaginons que l'on puisse, à l'aide d'un artifice convenable, utiliser la f. é. m. provenant de la composition des p spires qui occupent à chaque instant l'angle BOX. Il ne s'agit plus de suivre la f. é. m. de p spires successives parfaitement déterminées, associées en série, comme on l'a fait précédemment, mais celle des p spires qui viennent prendre à chaque instant position dans l'angle fixe BOX.

On a encore :

$$E_p = e_0 \frac{\sin p \frac{\beta}{2}}{\sin \frac{\beta}{2}} \sin \left[\omega t + (p - 1) \frac{\beta}{2} \right]$$

et pour l'époque $t = 0$:

$$E_p = e_0 \frac{\sin \frac{p\beta}{2}}{\sin \frac{\beta}{2}} \sin (p - 1) \frac{\beta}{2}.$$

On discutera.

Si l'éventail comporte n spires régulièrement réparties sur la circonférence, on a $\beta = \frac{2\pi}{n}$ et par suite :

$$E_p = e_0 \frac{\sin p \frac{\pi}{n}}{\sin \frac{\pi}{n}} \cdot \sin (p-1) \frac{\pi}{n},$$

d'où pour $p = \frac{n}{2}$:

$$E_p = e_0 \frac{1}{\sin \frac{\pi}{n}} \cdot \cos \frac{\pi}{n}.$$

En réalité, comme les spires sont angulairement distantes de β , dès que le groupe considéré quitte la position qu'il occupe à l'instant $t = 0$, E_p varie et ne reprend sa valeur qu'après la rotation β qui restitue le groupe dans son premier état. Calculons la valeur prise par E_p après la rotation $\frac{\beta}{2}$ qui dure un temps τ tel que $\omega\tau = \frac{\beta}{2}$; il vient en substituant $\omega\tau$ à ωt :

$$E'_p = e_0 \frac{\sin p \frac{\pi}{n}}{\sin \frac{\pi}{n}} \sin p \frac{\beta}{2} \quad \text{ou} \quad \frac{e_0}{\sin \frac{\pi}{n}}$$

pour $p = \frac{n}{2}$.

Ainsi la f. é. m. E_p a pour valeur $f \cdot e_0 \frac{1}{\sin \frac{\pi}{n}}$, le coefficient f variant

de 1 à $\cos \frac{\pi}{n}$; la valeur de $\cos \frac{\pi}{n}$ est évidemment d'autant plus voisine de 1 que n est plus grand, on obtient donc ainsi une f. é. m. presque constante.

Pour réaliser le groupement précédent, il suffit de sérier les spires par l'intermédiaire de *touches* isolées formant un cylindre *collecteur*, solidaire de OO' sur lequel s'appuient deux balais dont la ligne de contact est le diamètre perpendiculaire au champ φ .

On voit sans difficulté que les deux moitiés de l'éventail fonctionnent de la même manière et produisent entre les bobines la

même f. é. m., en sorte que, si les spires étaient sériées en totalité, on aurait :

$$E_n = 0;$$

c'est ce que donne l'expression de E_p (3) lorsqu'on y fait $p = n$ et $\beta = \frac{2\pi}{n}$.

Anneau Gramme. — On passe immédiatement du rotor théorique précédent au cas de l'anneau Gramme. Il suffit de remarquer que le flux $\frac{\Phi}{2}$, qui correspond à la moitié de l'épanouissement polaire et qui constitue l'une des dérivations magnétiques déterminées par l'anneau de fer feuilleté, pénètre progressivement dans l'anneau; nul dans la direction A'A, il est maximum dans la direction B'B, c'est-à-dire à 90° de la précédente, et par suite on peut considérer le flux relatif à la spire dont le plan fait l'angle θ avec BB' comme ayant pour mesure :

$$\frac{\Phi}{2} \cdot \cos \theta,$$

car le produit $S\varphi$ est ici remplacé par $\frac{\Phi}{2}$.

L'amplitude de la f. é. m. induite est donc :

$$E_0 = \frac{\frac{\Phi}{2} \omega}{\sin \frac{\pi}{n}}$$

ou approximativement $\Phi n N$, et en volts :

$$E_0 = \Phi n N \times 10^{-8}.$$

IV. On voit par là comment l'emploi des divers collecteurs décrits plus haut permet de tirer d'une même génératrice Gramme la f. é. m. alternative, la f. é. m. redressée, des f. é. m. polyphasées, des f. é. m. à peine ondulatoires, etc.

Le lecteur traitera de même sans difficulté le cas des génératrices multipolaires, des alternateurs, etc., et étendra ces mêmes considérations au problème des moteurs électriques, des champs polyphasés, etc.

Il introduira ainsi, dans l'exposé d'une question assez complexe, une simplicité et une cohésion logique évidentes.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLIV, n^o 4, 5, 6, 7, 8; janvier et février 1912.

H. PARENTY. — Sur la régulation progressive des pressions à l'entrée d'une conduite de distribution d'eau, de gaz ou de vapeur. — P. 186.

Dessin de l'appareil. Théorie.

F. OLLIVE. — Sur la force élastique des vapeurs saturantes. — P. 188.

Tableau montrant pour la vapeur d'eau que les accroissements de force élastique ont lieu en progression géométrique quand la température varie en progression arithmétique.

PAUL ESCLANGON. — Sur un régulateur thermique de précision. — P. 178 et 49^e

HENRI PARENTY. — P. 326.

Aux extrémités du fléau d'une balance sont suspendues deux cuvettes à mercure. Dans ces cuvettes plongent deux tubes fixes. L'un formant baromètre ordinaire, l'autre contenant au-dessus du mercure de la vapeur saturante au contact d'un petit excès de liquide. Cette partie est plongée dans l'étuve. Les variations de température produisent une inclinaison du fléau, à laquelle correspond une rupture de courant qui agira sur l'appareil de chauffage. Dessin de l'appareil. Précision : quelques centièmes par degré.

M. Parenty fait une réclamation de priorité. Réponse de M. Esclangon.

BOURGEOIS. — Résultats des observations faites pour la détermination, par la T. S. F., de la différence de longitude entre Paris et Bizerte, obtenus par MM. Noirel et Bellot. — P. 184.

Utilisation de l'astrolabe à prisme pour l'heure locale. La différence de longitude est :

$$0^h 29^m 52^s,385 \pm 0^s,01.$$

L. DÉCOMBE. — Sur la théorie des diélectriques. — P. 191.

Théorie montrant que si, à l'origine du temps, on place une lame diélectrique dépourvue de toute trace de polarisation dans un champ $E = f_1(t)$, puis qu'au bout du temps θ on vient à augmenter brusquement le champ de la quantité $E' = f_2(t)$, la polarisation m , à un instant ultérieur quelconque t , pourra être considérée comme résultant de la superposition des polarisations m_1 et m_2 , dues aux deux champs.

Si le champ E est constant, le courant de polarisation est, à chaque instant, proportionnel à l'excès du champ E sur le champ fictif b_m dû à la polarisation ; cette polarisation, due à une déformation de l'atome, peut être attribuée à une viscosité propre de cet atome.

A. ROTHÉ. — Sur la réception des radiotélégrammes météorologiques avec antenne réduite. — P. 193.

L'auteur a entendu à Nancy (300 kilomètres de Paris) les communications de la tour Eiffel avec des antennes de 10 à 20 mètres, et dont le point le plus élevé au-dessus du sol a été compris entre 2^m,50 et 7 mètres. Le poste comprend une self en série avec l'antenne, sa deuxième extrémité étant au sol. Le circuit, comprenant un détecteur électrolytique, un téléphone et une pile sèche, est mis en dérivation sur la self. On utilise ainsi, pour la dépolarisation du détecteur, une grande différence de potentiel, sans qu'il y ait de circuit secondaire avec résonnateur, influencé par le primaire.

G. AUSTERWEIL. — Sur le passage de l'hydrogène à travers le tissu caoutchouté des aérostats. — P. 196.

JUHLE. — P. 423.

Ce passage est dû à l'adsorption de l'hydrogène par le caoutchouc. Si un aérostat en gonflement perd beaucoup de gaz, on peut lui rendre son imperméabilité primitive, si le caoutchouc est resté intact, en le dégonflant et le laissant exposé à l'air jusqu'à ce qu'il ait perdu l'hydrogène absorbé.

M. Julhe a jadis obtenu de bons résultats en doublant l'étoffe caoutchoutée par une enveloppe de calicot non amidonné, imprégné d'une solution de gélatine dans la glycérine.

E. BAUD. — Sur une loi générale de la dissolution. — P. 198 et 351.

Théorie montrant que :

$$T_2 = T_1 \frac{1 - \frac{q}{Q}}{1 + K \log x};$$

T_2 , température de congélation d'un mélange de corps, normaux ou non; T_1 et Q , température absolue de fusion et chaleur moléculaire de fusion du corps qui cristallise; q , chaleur de dilution; x , concentration moléculaire. Vérification sur des mélanges d'acide acétique avec le benzène et avec le bromure d'éthylène.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Décomposition photolytique des poudres sans fumée par les rayons ultraviolets. Influence des stabilisants. Étude des poudres avariées. — P. 201. — Décomposition de l'acide picrique et du picrate d'ammoniaque. — P. 514.

La nitroglycérine est décomposée en partie en donnant CO^2 , CO , N^2 , N^2O , NO (en très grande quantité).

La nitrocellulose donne CO^2 , CO , N^2 , N^2O , NO .

La diphenylamine stabilise mieux que l'alcool amylique. Les poudres avariées dégagent plus de gaz et des gaz plus riches en NO .

L'acide picrique et le picrate d'ammoniaque sont très stables vis-à-vis des rayons ultraviolets.

G.-D. HINRICHS. — Sur le poids atomique véritable de l'argent, tiré des expériences de laboratoire de tout un siècle. — P. 211.

$$\text{Ag} = 108 \text{ exactement.}$$

PORTEVIN et NUSBAUMER. — Sur l'influence du recuit sur les bronzes de frottement écrouis. — P. 213.

La cristallisation et la formation de macles par recuit sont favorisées dans les bronzes par un écrouissage préalable; les périodes de non-usure par frottement correspondent à la formation d'une pellicule superficielle écrouie.

HENRI BÉNARD. — Sur la formation des cirques lunaires, d'après les expériences de C. Dauzère (1). — P. 260.

Le relief que donne la myricine extraite de la cire d'abeilles rappelle le relief lunaire; celui-ci doit provenir de la solidification d'une nappe liquide, siège d'une circulation convective qui la divisait entièrement en tourbillons cellulaires prismatiques polygonaux analogues à ceux étudiés par l'auteur (2).

LOUIS CHAUMONT. — Construction et vérification d'un quart d'onde à lame de mica. — P. 271.

La méthode de Chauvin (3) pour l'analyse d'une vibration elliptique ne permet pas, à cause des réflexions sur les faces de la lame quart d'onde, d'avoir l'azimut d'égalité avec précision dans le cas des grandes biréfringences. L'auteur indique une méthode utilisant les rayons réfléchis sur les faces extrêmes du mica nu, pour avoir rapidement, à 1 $\mu\mu$ près, la radiation pour laquelle une lame est exactement quart d'onde. Cette lame est montée dans un prisme de verre de petit angle remplie de CS². Le CS² d'indice voisin de celui du mica supprime les réflexions parasites. On obtient ainsi l'extinction à une demi-minute près avec la lumière verte de l'arc à mercure.

EMMANUEL LEGRAND. — Essai de la résistance au choc du filament des lampes métalliques. — P. 274.

Dispositif et résultats.

GEORGES MESLIN. — Application de la T. S. F. à la mesure des coefficients de self-induction. — P. 275.

On utilise un montage courant; on établit la résonance pour des ondes de longueur d'onde déterminée. Ceci fait, on introduit la self à mesurer et on rétablit la résonance par la self connue et réglable de l'antenne ou des autres éléments du circuit.

¹ *J. de Phys.*, 4^e série, t. VI, p. 896; 1907.

- *Revue générale des Sciences*, 1900.

J. de Phys., 2^e série, t. IX, p. 5; 1890.

ALB. COLSON. — La théorie des dissolutions vis-à-vis de l'expérience (cas du peroxyde d'azote). — P. 276 et 428.

Réponse à des objections. Les expériences sur le peroxyde d'azote montrent que la formule des équilibres homogènes :

$$\Sigma m \log C = C^e,$$

établie sur des gaz, est en défaut pour le même système de corps en équilibre à l'état dissous.

L.-A. PELOUS. — Sur les relations des phénomènes d'osmose et des effluves électriques. — P. 299.

L'effluve accroit la vitesse osmotique, accroissement plus considérable pour les solutions étendues que pour les solutions concentrées, et fonction du potentiel sous lequel s'effectue la décharge.

E. VALLIER. — Sur la position actuelle du problème balistique. — P. 317.

Exposé.

A. PÉROT. — Sur la longueur d'onde de la raie solaire D_1 . — P. 326.

$$\begin{aligned} \lambda &= 5895^A,944, \\ \lambda_{\text{terrestre}} &= 5895^A,9155, \end{aligned}$$

ce qui correspond à une vitesse de chute de $1^{\text{km}},37$ par seconde pour les particules électrisées négatives sur le Soleil, particules qui communiquent en partie leur mouvement aux atomes qu'elles ionisent et rendent absorbants.

G.-A. TIKHOFF. — L'enregistrement photographique et la reproduction de la scintillation des étoiles. — P. 329.

On photographie le spectre de l'astre scintillant au moyen d'un prisme objectif et on imprime en même temps à la plaque un mouvement uniforme perpendiculaire à la longueur du spectre. On a ainsi un scintillogramme, où l'on peut remarquer une très grande différence entre le mode de scintillation des étoiles et des planètes.

Utilisant alors le dispositif de M. Lippmann (1), on reproduira la scintillation.

GABRIEL SIZES. — Sur la résonance multiple des cloches. — P. 340.

Résultats obtenus sur les cloches de la cathédrale de Montpellier. La cloche a deux centres de vibrations. Le rebord, ou pince, vibre l'échelle inférieure. La frappe vibre le son prédominant en relation de quinte avec le fondamental.

E. BESSON. — Sur la condensation de la vapeur d'eau par détente dans une atmosphère de gaz carbonique. — P. 342.

Tableau des phénomènes observés en fonction du degré de détente. Ce degré est compris entre 1,32 environ et 1,50. L'air abaisse ce degré de détente.

L. VÉRAIN. — Sur la constante diélectrique de CO² au voisinage du point critique. — P. 345.

Utilisation de la méthode de Drude (2) : $K = 1,25$ au point critique.

G. URBAIN. — Sur une balance laboratoire à compensation électromagnétique destinée à l'étude des systèmes qui dégagent les gaz avec une vitesse sensible. — P. 347.

Les poids sont remplacés par l'attraction, au moyen d'un solénoïde, d'une aiguille aimantée suspendue verticalement à une extrémité du fléau. L'autre extrémité porte le corps à étudier, corps placé à l'intérieur d'un four à résistance donnant une température constante. La cage qui contient le tout, en plus les absorbants, supporte le vide ; la balance est sensible au $\frac{1}{100}$ de milligramme.

¹ C. R., t. CXLIII, p. 270.

² Zeits. f. phys. Chem., 1897.

MARCEL BOLL. — Application de l'électromètre à l'étude des réactions chimiques dans les électrolytes. — P. 349.

Les mesures de résistivité, avec un électromètre comme appareil de zéro, permettent de suivre avec précision les réactions chimiques au sein des électrolytes. Montage. Application à l'étude quantitative des réactions photochimiques.

PIERRE ACHALME. — Du rôle des électrons interatomiques dans la catalyse. — P. 353.

On admet que les molécules sont formées d'atomes liés entre eux par des électrons négatifs extérieurs à l'atome, en nombre défini. Les actions catalytiques seraient des réactions dans lesquelles ces électrons ont subi une augmentation ou une diminution de nombre ou un changement de distribution dans les molécules.

CH. BOUCHARD. — Sur un sphygmo-oscillographe optique. — P. 407.

Cet appareil se compose d'un brassard en caoutchouc qu'on applique autour du membre étudié et dans lequel on comprime de l'air en communication avec un manomètre et la cavité d'une caisse étanche à l'intérieur de laquelle se trouve un tambour de Marey; le tambour porte un miroir qu'on éclairera et qui impressionnera une pellicule photographique animée d'un mouvement uniforme. Marche d'une expérience.

A. MOUTIER. — De la mesure de l'élasticité artérielle en clinique. — P. 539.

Cette mesure ne peut être faite qu'avec des appareils à compression localisée et avec de grandes précautions.

A. LAPRESLE. — Sur la distribution des pressions et des vitesses dans la région troublée autour d'une surface dans un courant d'air uniforme. — P. 421.

Emploi du tube de Pitot. Premiers résultats obtenus.

PAUL JEGOU. — Effet de résonance secondaire dans les récepteurs de T. S. F.
P. 423.

On peut régler la bobine transformatrice signalée par l'auteur ⁽¹⁾, par shuntage de son primaire par un condensateur variable de faible capacité, pour avoir dans les téléphones un son perçu très énergique. Entre deux émissions simultanées de même longueur d'onde, dont l'une est obtenue par étincelle musicale et l'autre par étincelle raréfiée ; grâce au condensateur, l'action de la musicale sera alors renforcée aux dépens de l'autre.

G. REBOUL. — Actions photochimiques et phénomènes photoélectriques. — P. 424.

Il se produit une augmentation des charges négatives émises sous l'influence de la lumière ultra-violette quand les lames insolées sont sensibles à la lumière et quand on prolonge la durée d'exposition aux rayons ultra-violets. Après un temps suffisant, il y a une fatigue.

Dans le cas des sels halogénés du cuivre, plus l'épaisseur de la couche sensible est grande, plus l'émission et son augmentation sont intenses. Enfin l'émission est plus faible pour le métal que pour le métal recouvert d'une couche suffisante de sel sensible.

EUGÈNE BLOCH. — Sur l'emploi des cellules photoélectriques
comme photophones. — P. 427.

Etude du potassium. Le courant photo-électrique que donne ce métal ne dépend que de la quantité totale de lumière reçue par le métal. Si la lumière est interceptée périodiquement par un disque tournant, un téléphone placé dans le circuit émet un son intense dont la hauteur est celle du son que le disque émettrait comme sirène, ce qui est en accord avec l'hypothèse d'une émission photo-électrique qui suivrait instantanément les variations de la lumière excitatrice.

DUBRISAY. — Sur les équilibres chimiques en solution. — P. 431.

L'auteur a montré ⁽²⁾ que, dans un système de corps dissous en

¹ C. R., 15 juin 1908.

² C. R., 27 novembre 1911.

équilibre chimique, l'introduction d'un corps étranger déplaçait l'équilibre si le corps ajouté, même en n'intervenant pas dans la réaction, agissait sur la solubilité de l'un des facteurs de l'équilibre. Vérifications : NaCl donne une précipitation de succinate de baryum dans le système acide succinique-acétate de baryum.

A. RIGHI. — Rotations produites par le champ magnétique dans l'air ionisé à basse pression. — P. 488.

En dehors de la variation de vitesse d'un moulinet à ailettes inclinées d'axe parallèle au champ⁽¹⁾ que produit le champ magnétique, on observe des rotations qui ne se produisent que sous l'action du champ. Théorie. Tout corps mobile autour d'un axe parallèle à la direction du champ tournera comme le moulinet par l'effet des composantes tangentielles des vitesses.

EMILE RABIOULLE. — Résultats des déterminations des coordonnées géographiques de la station astronomique du pic du Midi de Bigorre, au moyen de l'astrolabe à prisme et de l'heure radiotélégraphiée de Paris. — P. 497.

	Centre de la coupole	Pierre géodésique
Longitude ouest.	8 ^m 46 ^s , 64	8 ^m 47 ^s , 07
Latitude nord	42° 56' 31", 5	42° 56' 35", 7

GABRIEL SIZES. — Sur la résonance multiple des gongs et des tam-tams chinois. — P. 504.

Le gong n'ayant qu'un centre de vibration, ne donne lieu qu'à une seule échelle tonale de sons. La fondamentale est en fonction de dominante, et le son prédominant est en fonction d'octave de fondamentale.

Les vibrations du tam-tam se réduisent aux sons partiels supérieurs de premier ordre, en rapport de quinte et d'octave.

BILLON-DAGUERRE. — La fusion du quartz pur. — P. 506.

Le quartz est chauffé à 1.800° au four électrique et, à ce moment, soumis à l'action du chalumeau oxydrique.

(1) C. R., 15 janvier 1912.

P.-Th. MULLER et M^{lle} V. GUERDJIKOFF. — Sur la réfraction et la rotation magnétique des mélanges. — P. 507.

Étude montrant qu'il ne semble pas y avoir de relation générale entre ces deux grandeurs.

PAUL JOYE et CHARLES GARNIER. — Contribution à l'étude des composés du néodyme. — P. 510.

L'étude des spectres de réflexion permet de reconnaître l'existence de l'hydrate $2\text{Nd}^2\text{O}^3, 3\text{H}^2\text{O}$, qui, à 525° , donne $2\text{Nd}^2\text{O}^3, 2\text{H}^2\text{O}$.

A. PORTEVIN et G. ARNOU. — Sur le revenu des bronzes d'aluminium. — P. 511.

Le revenu augmente la dureté et agit sur le constituant d'aspect aiguillé appelé martensitique en faisant apparaître plus nettement les aiguilles qui s'épaississent ensuite.

G. BOIZARD.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXIII; janvier et février 1912.

FILON. — Recherche au moyen de la lumière polarisée de la distribution des tensions dans une barre rectangulaire. — P. 1-25.

La méthode repose sur la propriété bien connue du verre de devenir birefringent sous l'action d'une force. Une onde plane polarisée est décomposée en deux ondes et la différence de marche δ entre les deux composantes est :

$$\delta = C\tau(R - T)$$

τ , épaisseur de la lame; R et T, tensions principales; C, une constante dont la valeur dépend de la longueur d'onde λ).

Si on introduit une pièce de verre ainsi déformée entre deux nicols croisés, la lumière est rétablie, sauf aux points pour lesquels :

1° $C\tau(R - T) = K\lambda$ (K, nombre entier);

2 Les axes principaux de tension sont parallèles aux axes des nicols, le lieu des points satisfaisant à cette seconde condition se

compose de deux bandes noires qui occupent une position invariable, quelle que soit la longueur d'onde λ (ligne d'égale inclinaison, *isoclinic*).

Si à la lumière monochromatique on substitue la lumière blanche, comme C varie avec λ il apparaît des lignes colorées correspondant à la disparition de certaines couleurs du spectre (lignes isochromatiques).

Lorsque les nicols tournent, les lignes isochromatiques restent fixes, mais les lignes *isoclinic* varient.

L'appareil utilisé est le suivant : la barre de verre AB de section rectangulaire repose sur deux couteaux C et D, une charge centrale P est appliquée à la barre par l'intermédiaire d'un couteau qui repose sur la partie supérieure de la barre. Pour permettre d'étudier la flexion, la barre a ses deux extrémités encastrées dans deux tiges de bois sur lesquelles peuvent glisser des charges Q et S.

AB se trouve placée entre deux nicols M et N, on éclaire avec une source L, et M et N étant croisés, on observe la position des *isoclinic* au moyen d'une lunette dans le plan focal de laquelle se trouve un quadrillage.

La théorie permet de prévoir que, lorsque les forces P, Q, S agissent, les *isoclinic* sont des hyperboles, c'est ce que l'expérience vérifie.

L'auteur vérifie expérimentalement les formules de Bernoulli-Euler dans le cas de la flexion et, de plus, examine la répartition des tensions dans le voisinage d'un point où des charges sont appliquées.

Dans tous les cas, il y a concordance satisfaisante entre l'expérience et la théorie.

D. TYRER. — La loi d'attraction moléculaire. — P. 101-113.

Si l'on connaît la loi d'attraction moléculaire, il est possible d'en déduire une relation entre la chaleur de vaporisation d'un liquide et sa densité. En supposant que l'attraction varie en raison inverse du carré de la distance, Mills a établi la relation suivante, qui est remarquablement d'accord avec l'expérience :

$$\frac{L - E}{D^{\frac{1}{2}} - D^{\frac{1}{3}}} = \mu$$

L, chaleur latente de vaporisation ; E, travail extérieur accompli pendant la vaporisation ; D_L et D_V , densités respectives du liquide et de la vapeur saturée ; μ , constante dépendant de la nature du liquide).

Pour Kleeman (1), l'attraction moléculaire f dépend à la fois de la distance S et de la température T ; d'après Tyrer, f ne peut être fonction de T, car la stéréochimie exige que, contrairement aux affirmations de Kleeman, les atomes ne soient pas animés les uns par rapport aux autres de mouvements très rapides à l'intérieur de la molécule.

Puisque f n'est fonction que de S, l'auteur pose :

$$f = \frac{K^2}{S^n}$$

K est une constante qui dépend de la nature du liquide et n un nombre assez petit ; K et n se déterminent par la comparaison des résultats théoriques et expérimentaux.

De cette loi d'attraction on déduit :

$$1) \quad L - E = C \left[\frac{1}{V_L^{\frac{n-1}{3}}} - \frac{1}{V_V^{\frac{n-1}{3}}} \right]$$

C est une constante, V_L et V_V les volumes spécifiques du liquide et de la vapeur, L et E ont la même signification que précédemment).

Si l'on applique cette équation à la détermination de n , on trouve que les valeurs $n = 2$ ou $n = 7$ conviennent très bien.

L'équation (1) ne suffit donc pas.

Une seconde relation entre les chaleurs spécifiques C_p et C_v à pression et à volume constants conduit à prendre $n = 4$; il y a donc contradiction entre les résultats obtenus. L'une des deux hypothèses faites, la première sur f et la deuxième sur la valeur de l'énergie potentielle du liquide, est donc fautive. L'auteur les discute et, se basant sur des résultats expérimentaux, arrive aux conclusions suivantes :

1° Il n'est pas nécessaire de supposer que f dépend de T, mais il est impossible de déterminer f par la considération des variations d'énergie corrélatives des changements de volume d'un liquide ou d'un gaz ;

2° Quand un liquide ou un gaz subit un changement isothermique,

1) KLEEMAN, *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 141 ; 1911.

une certaine quantité d'énergie intramoléculaire est libérée. Elle est entièrement distincte de l'énergie due à l'attraction moléculaire ;

3° Si $f = \frac{K^2}{S^n}$, on a certainement $n > S$ et probablement même $n > 7$.

M.-S. SMOLUCHOWSKI. — Sur l'opalescence des gaz
à l'état critique. — P. 165-173.

La théorie cinétique de l'opalescence est basée sur l'hypothèse suivante : Les molécules dans les gaz et les liquides ne sont pas réparties uniformément dans l'espace. Dans un volume donné, leur nombre varie par suite de l'agitation moléculaire. Soit, dans un volume V , δ l'écart entre la densité à l'instant t et la densité correspondant à une distribution uniforme. Si n est le nombre des molécules de V et v le nombre correspondant à la répartition uniforme :

$$\frac{n}{V} = + \delta.$$

Dans le cas d'un gaz parfait, la probabilité pour que l'écart soit δ est :

$$W(\delta) d\delta = \sqrt{\frac{\delta}{2\pi f}} e^{-\frac{v\delta^2}{2}} d\delta,$$

et le carré de l'écart moyen est :

$$\delta^2 = \frac{1}{V}.$$

La première formule est le cas particulier d'une formule générale applicable à une substance quelconque dont on connaît l'équation caractéristique, c'est :

$$W(v) = be^{\frac{\delta}{R\theta_0}} \int_{v_0}^v (p - p_0) dv ;$$

cette égalité donne la probabilité pour que δ molécules occupent le volume v , v_0 étant la valeur normale.

Si $\int_{v_0}^v (p - p_0) dv$ est développable en série, en fonction de

$v - v_0) = -v_0\delta$, on en déduit :

$$\delta^2 = \frac{R\theta_0}{\delta v_0^2 \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_0}.$$

Il en résulte que la tendance à former des agglomérations locales est excessivement grande dans le voisinage du point critique, car $\frac{\partial p}{\partial v}$ tend vers zéro.

A ces condensations et à ces raréfactions correspondent des variations de l'indice de réfraction autour de sa valeur moyenne, et le phénomène de l'opalescence au point critique est le même que celui du bleu du ciel, en lequel il se transforme lorsque l'on élève la température.

En utilisant la formule réduite de Van der Waals, l'auteur démontre que :

1° Pour une température donnée, l'opalescence est plus petite, si le volume occupé est supérieur ou inférieur au volume critique ;

2° Pour deux phases liquide et gazeuse coexistantes, l'opalescence est la même ;

3° L'opalescence diminue plus lentement quand la température s'élève au-dessus du point de séparation que lorsqu'elle s'abaisse.

Par suite, l'égalité approximative de l'opalescence dans deux phases coexistantes est un facteur très sensible pour indiquer si un équilibre thermique est réalisé ; de plus, la détermination des courbes d'opalescence serait peut-être la méthode la plus exacte pour déterminer la température et la densité critique.

AUBERT.

C.-P. BURTON et W.-B. WIEGAND. — Les effets de l'électricité sur les gouttes d'eau. — P. 148-165.

Les récentes découvertes en physique et en physiologie ont montré le rôle fondamental joué par la tension superficielle dans un grand nombre de phénomènes, et conduit à étudier les causes qui peuvent en modifier la valeur, en particulier l'électrisation.

Les auteurs ont cherché à déterminer la nature et les causes de l'action exercée sur un jet d'eau par un corps électrisé placé dans son voisinage. Si un jet d'eau est dirigé verticalement et qu'on

écoute le bruit qu'il donne en retombant sur une plaque de métal, on a l'impression de la chute d'un grand nombre de petites gouttes; si au contraire on approche de la partie supérieure du jet, au voisinage du point où la veine se rompt en gouttelettes, un corps chargé électriquement, on observe un son qui semble dû à la chute de gouttes plus grosses. Lord Rayleigh, qui étudia le premier ce phénomène, a constaté que les gouttes étaient chargées et attribua la variation d'allure à la modification de la tension capillaire. Les auteurs ont repris les expériences de Rayleigh, ils ont étudié complètement et photographié toutes les apparences qui peuvent être observées.

J.-G. SWANN. — Les effets d'un mouvement de translation uniforme déduits de la théorie électromagnétique de la matière sans transformation des équations électromagnétiques. — P. 64-86.

On admet que lorsqu'un corps matériel est en mouvement avec une vitesse v , il se contracte dans le sens de la propagation dans le rapport $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, c étant la vitesse de la lumière. Larmor et Lorentz ont expliqué ce fait par la contraction électrique de la matière, et les raisonnements qu'ils ont fait, ainsi que toutes les autres conséquences qui découlent de ce résultat, sont basées sur ce que les équations de l'électromagnétisme pour un système d'axes en mouvement sont les mêmes que pour un système d'axes au repos. Le raisonnement des physiciens électronistes a semblé à M. Swann un peu abstrait, et il a essayé de retrouver les résultats fondamentaux par une méthode suivant de plus près la réalité et qu'il expose dans le présent mémoire.

J.-G. PONWAY. — Les charges des thermo-ions produits dans l'air et l'hydrogène à la pression atmosphérique. — P. 173-182.

L'auteur a cherché à déterminer directement la valeur de la charge portée par les thermo-ions pour compléter un travail de Richardson et Brown. Il relate diverses particularités qu'il a observées dès la pression atmosphérique.

II. POOLE. — Sur l'émission des chaleurs par l'orangite. — P. 183-192.

L'orangite est placée dans un récipient en laiton mince dans lequel on fait le vide, et qui est plongé dans deux vases de Dewar, placés eux-mêmes dans la glace. La différence de température entre le vase de laiton et la glace est mesurée par un couple thermoélectrique à branches multiples. Un fil parcouru par un faible courant électrique est placé dans le vase de laiton, qui est tout entier à la même température, grâce à sa bonne conductibilité calorifique. Si l'on suppose la différence de température entre le vase et la glace proportionnelle à la quantité de chaleur libérée, on peut calculer la quantité de chaleur fournie par l'orangite, en faisant des expériences avec et sans chauffage. L'auteur a trouvé que le nombre de calories libérées par heure varie de 19,4 à 25,4 10^5 , dix fois plus grand que celui trouvé par Pegram et Webb pour la thiorine.

Pour interpréter ce résultat, Poole suppose que le minéral subit une altération chimique due soit au chauffage, soit à la perte de l'eau d'hydratation.

PRING et PARKER. — L'ionisation produite par le charbon à haute température. — P. 192-201.

L'émission de charges négatives par un filament de charbon chauffé a été découverte par Edison. Dans certains cas, le courant électrique allant du filament à une électrode voisine positive par rapport à lui a une intensité du même ordre que celle qui circule dans la lampe. Richardson, Clelland, Deininger, Wilson ont étudié le phénomène en détail.

Les auteurs ont repris ces expériences de façon plus soignée, jusque vers 2.000°, en cherchant à mesurer exactement la température et à étudier l'influence de la pression entourant le filament ainsi que celle de la pureté du charbon en expérience.

L'ionisation produite a été mesurée par des températures entre 1.300° et 2.050°.

L'ionisation négative décroît constamment, à la fois quand on diminue la pression et quand on purifie le charbon. La valeur la plus faible du courant d'ionisation à 1.300° avec une différence de potentiel de 330 volts a été de $1,5 \cdot 10^{-5}$ ampère par centimètre carré de charbon, tandis que Richardson a trouvé à cette température

$1,3 \cdot 10^{-4}$ ampère. A 2.000° et pour une différence de potentiel de 200 volts, le courant mesuré est de $4 \cdot 10^{-7}$ ampères, tandis que la formule de Richardson donne pour cette température environ 100.000 ampères.

Les résultats montrent que les courants intenses observés ne sont pas dus uniquement à l'émission d'électrons par le charbon, mais qu'ils accompagnent probablement des réactions chimiques ayant lieu à haute température entre le charbon ou les impuretés qu'il contient et le gaz environnant.

L. VESSOT-KING. — Note sur la loi du cosinus dans l'étude des radiations. — P. 237-242.

L'auteur, partant de la loi :

$$I = I_0 e^{-kx},$$

qui donne l'intensité d'un faisceau de lumière incidente d'intensité primitive I_0 après un parcours x dans un milieu de coefficient d'absorption k , tire une formule dont il se sert pour établir ensuite plusieurs conséquences intéressantes. En particulier, il retrouve la loi connue :

$$I = \frac{I_0 \cos \Phi}{r^2}.$$

L. VESSOT KING. — Les problèmes d'absorption en radioactivité. — P. 242-250.

Se basant sur les résultats exposés dans la note précédente, l'auteur étudie l'absorption des rayons γ à travers une lame plane à faces parallèles. Il applique les formules théoriques au cas de l'ionisation de l'atmosphère, étudié précédemment par Eve.

J. ROBINSON. — La fatigue dans l'effet photoélectrique. P. 255-263.

Stanley Allen a montré que la fatigue se produit à peu près de la même façon dans l'obscurité ou à la lumière, qu'elle est indépendante du champ électrique, mais que les dimensions des appareils employés influent sur elle. D'après les expériences relatées dans ce mémoire, les conclusions qui s'en déduisent sont entièrement différentes de celles d'Allen, et Robinson cherche à interpréter les diver-

gences relevées qu'il attribue en particulier au mode de polissage des surfaces métalliques employées dans les expériences.

A.-L. FLETCHER. — Sur la quantité de radium contenu dans les roches secondaires. — P. 279-291.

De l'examen détaillé par la méthode de Joly d'un grand nombre de roches de la période secondaire, on peut déduire que, sauf pour les roches calcaires, la teneur en radium est presque constante et voisine de $1,3 \cdot 10^{-12}$ gramme par gramme de matière. Le professeur Joly, dans un mémoire récent, a d'ailleurs donné une interprétation de la plus faible teneur en radium des roches calcaires.

FAJAUS et MALKOWER. — La transformation du radium B en radium C. — P. 292-310.

Fajan a montré récemment que le radium C_2 découvert par Halin et Mertner a une période de 1,4 minute et émet des rayons β , et que les rayons α du radium C ne peuvent être attribués au radium C_2 ou à un de ses dérivés. Fajan a conclu de ses expériences que le radium C_2 n'est pas un produit direct intermédiaire entre le radium C_1 et D, mais constitue en quelque sorte une branche collatérale, et que le radium C_1 donne soit le radium D, soit le radium C_2 .

Les auteurs ont cherché si toutes les radiations β du radium C sont dues uniquement au radium C_2 ou si le radium C_1 émet aussi ces rayons; ils ont recherché ensuite quelle proportion d'atomes du radium C_1 donne le radium D ou le radium C_2 .

G J DAVISSON. — I. Les thermo-ions positifs des sels alcalino-terreux. — P. 121-139. — II. Du rôle des gaz dans l'émission de thermo-ions positifs par les sels. — P. 139-147.

I. Le but de ce travail est la détermination du rapport $\frac{e}{m}$ pour les ions positifs émis par les sels de baryum, strontium, calcium et magnésium portés à haute température. L'appareil employé est celui de Richardson (¹), de même que la méthode de calcul du déplacement à donner à la plaque reliée à l'électromètre, pour qu'elle

¹ *Phil. Mag.*, novembre 1908.

reçoive la plus grande quantité d'électricité, relativement à celle que recueille son anneau de garde, pour un champ magnétique donné. Les expériences ont porté sur les sels suivants : SO^4Ba , BaCl_2 , $(\text{PO}^4)^2\text{Ba}^3$, SO^4Sr , SrCl_2 , SrF_2 , $(\text{PO}^4)^2\text{Sr}^3$, SO^4Ca , CaCl_2 , $(\text{PO}^4)^2\text{Ca}^3$, MgCl_2 , $(\text{PO}^4)^2\text{Mg}^3$, MgF_2 , SO^4Zn . La pression de l'air était inférieure à 10^{-4} millimètres. La plupart des nombres obtenus oscillent autour de valeurs correspondant à des atomes ayant perdu une charge électronique.

II. Garrett ⁽¹⁾ et Horton ⁽²⁾ ont trouvé que l'émission de charges par les sels chauffés dépend de la nature et de la pression du gaz, où on fait l'expérience; de plus, il y a quelquefois dégagement de gaz occlus dans les sels. M. Davisson a recueilli le gaz de ses expériences et en a fait l'analyse spectrale; il y a trouvé de l'oxyde de carbone; une série d'expériences sur le phosphate d'aluminium dans l'air, l'hydrogène et l'oxyde de carbone, indique que le gaz n'a qu'un rôle secondaire; l'oxyde de carbone dégagé par certains sels chauffés ne transporte pas de charges.

J.-H.-T. ROBERTS. — Sur une méthode d'étude de la transpiration des gaz à travers des tubes. — P. 250-255.

Cet appareil, dont le principe est dû au professeur Wilberfosse, se compose d'un tube capillaire fixé à la partie supérieure d'un vase de verre bisphérique vertical, où on fait tomber le mercure d'un vase de Mariotte; en réglant l'écoulement du mercure, on arrive à maintenir la pression à peu près constante pendant une expérience. Les mesures de M. Roberts ont porté sur l'air, l'hydrogène, l'oxyde de carbone et le gaz carbonique.

O.-W. RICHARDSON. — La théorie électrique des forces électromotrices de contact et la thermoélectricité. — P. 263-278.

La méthode employée ici dérive de celle qui a déjà servi à M. Richardson pour expliquer l'émission d'électrons par les corps incandescents ⁽³⁾.

Les deux hypothèses fondamentales sont : en premier lieu, dans

(1) *Phil. Mag.*, octobre 1910.

(2) *Camb. Phil. Soc. Proc.*, XVI, 1^{re} partie, février 1911.

(3) *Camb. Phil. Proc.*, XI, p. 286 (1901); *Phil. Tr.*, p. 497 (1903).

les conducteurs, l'existence d'électrons libres doués des propriétés des molécules d'un gaz parfait; ensuite la diminution d'énergie d'un électron amené de l'infini à l'intérieur d'un conducteur neutre. On n'a pas à faire intervenir la notion de libre parcours ni la nature des collisions.

En partant de la formule fondamentale :

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{W}{R\theta}},$$

où W est le travail nécessaire pour faire passer un électron du point A où la concentration est n_1 au point B où la concentration est n_2 (R , constante des gaz; θ , température absolue), on trouve pour l'expression de la différence de potentiel entre deux conducteurs en équilibre dans une enceinte isotherme :

$$V_m - V_p = \frac{1}{\epsilon} \left(w_m - w_p + R\theta \text{Log} \frac{n_m}{n_p} \right),$$

où W est le travail fourni par un électron s'échappant du conducteur (ϵ , charge d'un électron).

Il faut noter que les valeurs de w ne sont connues qu'à des températures élevées.

L'auteur arrive, par un cycle de Carnot, à la formule de l'effet Peltier :

$$P = \frac{1}{\epsilon} R\theta \text{Log} \frac{n_2}{n_1},$$

et à l'expression de la chaleur spécifique d'électricité :

$$\sigma = + \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{R}{\gamma - 1} - R\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\text{Log} \frac{n_1}{n} \right) \right]$$

γ , rapport des chaleurs spécifiques des électrons).

Cette formule se confond pratiquement avec celle de J.-J. Thomson, si on introduit dans cette dernière le travail des électrons contre leur propre pression, pendant leur écoulement dans le conducteur inégalement chauffé (1).

¹ *Co pular Theory of Matter*, p. 74 et suiv.; DRUDE, *Ann. d. Ph.*, I, p. 590 19 0.

Le pouvoir thermoélectrique est

$$\frac{dT}{d\theta} = \frac{R}{\varepsilon} \text{Log} \frac{n_2}{n_1}.$$

L'auteur fait remarquer qu'il est en désaccord avec M. Baedeker⁽¹⁾, sans engager de discussion sur le fond.

La fonction w , qui joue un grand rôle dans la théorie, n'implique pas nécessairement l'existence d'une couche double, car la densité électrique demeure toujours finie dans la théorie électronique. M. Richardson indique, chemin faisant, le rôle probable des couches isolantes d'oxyde dans la disparition des différences de potentiel de contact apparentes.

A. GRUMBACH.

W.-B. GILL. — Variation avec la distance de l'ionisation produite par les rayons de Röntgen. — P. 114-121.

Recherches effectuées dans le but de vérifier si le nombre d'ions produits par les rayons de Röntgen varie en raison inverse du carré de la distance à la source. Cette vérification n'apporterait aucun argument pour ou contre la théorie des pulsations, mais la théorie corpusculaire doit satisfaire à cette loi.

Les mesures ont été faites à des distances de l'anode de 24 et 98 centimètres; dans ces conditions, l'ionisation dans 1^{cm},5 d'un faisceau à 24 centimètres de l'anode est la même qu'à 98 centimètres. Les distances moyennes sont dans le rapport de 1 à 4. Ceci veut dire que, même si tous les rayons divergeaient d'un point de l'anode, le nombre d'ions produit par des rayons d'intensité I dans un volume V est le même que par des rayons d'intensité $\frac{I}{16}$ dans un volume 16 V.

En réalité, le facteur 16 devait être plus grand.

Le mécanisme de l'ionisation dans la théorie pulsatoire doit être le même que pour les rayons ultra-violet. Les travaux de Griffith ont montré que, pour une variation d'intensité de $\frac{1}{9}$, l'ionisation baissait de 45 0/0; dans les expériences sur les rayons de Röntgen de l'auteur, un décroissement d'intensité de $\frac{1}{16}$ amène une variation de

(1) *Ann. d. Ph.*, XXXV, p. 75 (1911); *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 600 : 1911.

13 0 0. Il en résulte que ces résultats, bien que montrant l'uniformité d'ionisation par centimètre dans un faisceau, écartent une objection faite à la théorie corpusculaire et seraient de nature à discréditer jusqu'à un certain point la théorie pulsatoire.

ED. SALLES.

C.-G. BARKLA et L. SIMONS. — Ionisation dans les mélanges gazeux par les rayons Röntgen. — P. 317-333.

Les auteurs ont étudié l'ionisation de certains mélanges gazeux, sous l'influence de faisceaux homogènes de rayons X. Leurs conclusions sont les suivantes :

L'ionisation par les rayons X n'est pas purement atomique. Elle dépend dans une certaine mesure de la combinaison chimique dans laquelle sont engagés les éléments.

Des absorptions égales de rayons X et de leurs rayons secondaires par différents gaz ne sont pas toujours accompagnées d'ionisations égales, bien qu'en général l'écart par rapport à la stricte proportionnalité ne soit pas grand. Il en est de même pour les radiations de corpuscules. D'ailleurs les ionisations respectives produites par des absorptions égales de rayons X dans les gaz expérimentés sont les mêmes que celles qui seraient produites par les radiations de corpuscules excitées par les rayons X. Les deux processus conduisent donc au même résultat, bien que, dans le cas de l'ionisation par rayons X, ce soient bien les rayons X et non les radiations secondaires qui produisent la plus grande partie de l'ionisation.

R.-W. WOOD. — Réseaux de diffraction à distribution anormale des intensités. P. 310-317.

L'auteur décrit les phénomènes de distribution anormale de la lumière qu'il a observés avec certains réseaux tracés sur métal. Dans un de ces réseaux le spectre d'une source de lumière blanche est sillonné de bandes noires, qui tendent à disparaître si on frotte même légèrement la surface striée avec une peau de chamois ; ce qui prouve que le phénomène dépend moins du fond de l'entaille qui constitue un trait que du poli de ses surfaces.

Dans un autre cas, sur le spectre continu donné par une source de lumière blanche se détache une raie brillante, dont la longueur d'onde

coïncide exactement avec celle de la lumière qui est diffractée par le réseau sous une émergence rasante du côté vers lequel la lumière est réfléchiée par la surface en pente douce de l'entaille.

HERBERT STANSFIELD et H.-P. WALMSLEY. — Changement dans les spectres de diffraction produits par l'aberration et étude de l'aberration dans le réseau à échelons. — P. 25-34.

Les auteurs ont étendu les recherches de lord Rayleigh sur les effets de l'aberration cubique aux sept premiers maxima secondaires disposés symétriquement de chaque côté des maxima primaires, dans les spectres de diffraction. Ils ont trouvé qu'une aberration cubique, s'élevant à trois quarts de longueur d'onde entre les degrés extrêmes de l'échelon qu'ils ont employé, est suffisante pour expliquer pourquoi les photographies qu'il leur a données montrent une série de maxima secondaires sur un seul côté de chaque raie intense et non sur l'autre. Le degré d'aberration, présent dans un spectre donné par un échelon, se détermine facilement en mesurant les distances des maxima secondaires au maximum primaire auquel ils appartiennent et en comparant avec une table dressée d'après la théorie de lord Rayleigh. Quand dans un échelon l'aberration est relativement grande, les séries des maxima secondaires réalisent une véritable échelle d'intensités, qui permet de comparer les intensités des différentes raies d'un spectre.

ELLEN O'CONNOR. — Sur le spectre de l'arc à haute fréquence du magnésium
P. 94-101.

L'auteur a étudié les modifications que subit le spectre de l'arc du magnésium lorsqu'on passe de l'arc ordinaire à l'arc à haute fréquence de Poulsen. Les variations sont d'autant plus considérables que la fréquence est plus grande. En particulier, les raies des séries deviennent de plus en plus étroites et intenses. Au contraire la raie λ 4481 et le triplet b restent à peu près invariables. L'auteur voit dans la densité du courant la cause principale de ces variations.

NORMAN CAMPBELL. — Les rayons δ . — P. 46-64.

Dans ce mémoire l'auteur détruit tout ce qu'il y avait de positif dans les conclusions de ses mémoires antérieurs sur cette question.

F. Croze.

ANNALEN DER PHYSIK.

T. XXXVII, n^{os} 1 et 2; 1912.

H. MERCZYNG. — Sur la réfraction dans l'air liquide de radiations électriques de très courtes longueurs d'onde. — P. 157-160.

L'auteur a étudié antérieurement (1) la dispersion électrique de corps liquides dans les conditions ordinaires. Dans ce travail, il donne les résultats obtenus pour l'air liquide dont l'indice de réfraction optique et la constante diélectrique sont connus :

$$n \sim 1,20; \quad \sqrt{k} = n_{\infty} = 1,16.$$

La méthode expérimentale est la même que dans les travaux précédents. Soit i l'angle d'incidence d'un faisceau parallèle se réfléchissant sur la surface de l'air liquide ou sur celle du mercure. Si R est le rapport des intensités des faisceaux réfléchis dans les deux cas, on a :

$$n = \sqrt{y^2 + \sin^2 i} \quad \text{avec} \quad y = \cos i \frac{1 + \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}}.$$

Merczyng a trouvé ainsi $n = 1,5$ pour $\lambda = 4^{\text{cm}},5$. Il y a donc encore dispersion anormale, mais l'indice ne croît pas constamment jusqu'à $\lambda = \infty$, comme pour les liquides étudiés antérieurement.

M. BARRÉE.

H. ZAHN. — Effet magnétique pelliculaire dans les disques métalliques placés dans des champs alternatifs de haute fréquence. — P. 330-350.

L'auteur indique le procédé qu'il a employé pour mesurer les champs magnétiques alternatifs de haute fréquence, utilisé dans un précédent travail sur un phénomène identique à l'effet Hall (2). Les plaques orientées perpendiculairement au champ à mesurer étaient entourées d'un enroulement comportant quelques spires reliées à une soudure thermoélectrique constituée par deux fils manganèse et constantan de 0,013 millimètre d'épaisseur et placés dans le vide. Cet appareil permettait d'évaluer la force électromotrice induite dans

¹ *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 507; 1911.

² Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 1042; 1911.

l'enroulement et par suite le champ, connaissant la fréquence du courant alternatif utilisé. Certaines précautions sont nécessaires dans l'emploi de ce dispositif, étant donné la haute fréquence des courants alternatifs utilisés. (Il s'agissait d'oscillations électriques de longueurs d'onde comprises entre 700 et 3.000 mètres.) L'auteur a pu s'assurer que la self-induction de l'enroulement n'était pas susceptible de fausser les mesures, mais la capacité relative des fils entre eux était telle qu'une déviation se produisait encore au galvanomètre relié au thermo-couple lorsque l'enroulement était coupé en un point. La lecture de l'appareil devait être diminuée de cette déviation.

Une correction était également nécessaire pour tenir compte de la capacité entre l'enroulement et la plaque qu'il entourait.

Faute de faire cette correction, on constatait que, contrairement à la théorie, le champ ne décroissait pas d'une façon continue lorsqu'on faisait croître l'épaisseur de la plaque.

En corrigeant toutes ces causes d'erreur, l'auteur a pu étudier les variations de flux dans des plaques minces de diverses substances non magnétiques, en faisant varier l'épaisseur de la plaque ou la fréquence du courant alternatif utilisé. Il a également étudié la répartition de l'induction en divers points de la plaque. Les résultats de ces expériences concordent avec ceux que permettaient de prévoir les formules établies par Zenneck ⁽¹⁾ pour le calcul de l'induction dans une plaque métallique perpendiculaire à un champ magnétique alternatif.

R. JOUAUST.

E.-N. DA C. ANDRADE. — Nouvelle méthode de mesure de la vitesse des flammes. — P. 380-385.

On amène dans la flamme de fines particules solides (poussière de charbon) qui s'élèvent verticalement : on regarde la flamme dans un miroir tournant, en isolant la partie centrale de la flamme par une fente verticale assez large, et on repère au moyen d'une pointe incandescente un point de hauteur déterminée. On voit dans le miroir des lignes lumineuses dont l'angle θ avec la verticale est lié à la distance a de la particule au miroir, à sa vitesse v et au nombre de

(¹) *Annalen der Physik*, t. XI, p. 1141 ; 1903.

tours du miroir par seconde par la relation :

$$v \operatorname{tg} \theta = 4\pi na.$$

Les expériences avec des particules de $0^{\text{mm}},06$ de diamètre ont donné, pour une flamme de Bunsen, une valeur supérieure de 20/0 à peu près à celle que l'on peut calculer en évaluant à $4,4 \times 10^{-4}$ le frottement intérieur de la flamme (¹), et qui est de 5 centimètres par seconde. La vitesse est un peu plus grande dans la partie supérieure de la flamme.

Dans des flammes de même grandeur et obtenues à des pressions différentes, la vitesse diminue linéairement quand la pression croît; à 4 atmosphères, elle a diminué de 30 0/0 environ.

La vitesse trouvée est 1,61 fois celle qu'ont donnée des expériences faites par la méthode de Becker (*loc. cit.*); le désaccord est attribué par Becker (communication orale) à des causes d'erreur dues à la méthode qu'il employait pour étalonner son appareil; si on en tient compte, l'accord entre les deux méthodes devient satisfaisant.

P. LUGOL.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XII; 1911.

A. EUCKEN. — La conductibilité calorifique de quelques cristaux aux basses températures. — P. 1005-1008.

Au cours de précédentes recherches (¹), l'auteur a montré que la résistance thermique (inverse de la conductibilité) des cristaux croissait proportionnellement à la température absolue.

Or on sait que la chaleur spécifique des corps solides tend vers zéro quand on s'approche du zéro absolu. Il faut en conclure que les atomes n'exécutent plus de mouvements calorifiques aux basses températures, et cette immobilité des atomes conduit à penser qu'une transmission de chaleur ne serait plus possible. La loi de la conductibilité trouvée par l'auteur serait-elle donc en défaut aux basses températures?

BECKER, *J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII, p. 140; 1909.

Pour répondre à la question, M. Eucken a étudié la conductibilité thermique du diamant, dont la chaleur spécifique est négligeable à la température de l'hydrogène liquide. Le résultat est que le diamant conduit très bien la chaleur à ces basses températures, et par suite il faut admettre que la conductibilité thermique n'est pas en relation avec l'intensité du mouvement des molécules.

J. GUYOT.

H. BLASIUS. — La loi de similitude dans les phénomènes de frottement. — P. 1173-1177.

L'auteur appelle l'attention sur la loi de similitude proposée par Reynolds⁽¹⁾ Les coefficients des formules relatives aux phénomènes de frottement seraient fonction de l'expression $\frac{vl}{\nu}$, où l représente une dimension du système soumis au frottement, v la vitesse du fluide, ν son coefficient de viscosité. Cette loi correspondrait seulement aux cas où n'intervient pas de surface libre, par exemple l'écoulement d'un fluide dans des tubes, ou encore les actions s'exerçant sur un corps plongé entièrement dans l'air ou dans l'eau. Elle a été vérifiée par Gebers pour les frottements s'exerçant sur des plaques lisses dans l'eau, par Föppl pour la résistance de fils dans un courant d'air, par l'auteur pour l'écoulement de l'eau dans des tubes lisses.

D'après cela, si on a en vue un certain phénomène réel, et qu'on veuille déterminer les coefficients des formules au moyen d'expériences sur des modèles réduits, on devrait s'arranger de manière que $\frac{vl}{\nu}$ ait la même valeur que dans le phénomène réel. Si les expériences sont faites dans le même fluide, les vitesses devraient être inversement proportionnelles aux dimensions des objets réels et de leurs modèles: ce sont là des conditions très éloignées de celles réalisées d'ordinaire dans les recherches sur des modèles réduits.

H. BLASIUS. — Fonctions de courant pour les ailes et les pales de turbines. — P. 1177.

L'auteur montre comment la considération des singularités de fonctions de variables complexes permet de résoudre certaines

(1) *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, t. CLXXIV, p. 935; 1883.

questions relatives à la distribution des vitesses, aux angles d'entrée et de sortie, etc.

Cij. MAURAIN.

T. XIII; 1912.

MAX ABRAHAM. — Contribution à la théorie de la gravitation. — P. 1-4.
La loi élémentaire de la gravitation. — P. 4-6.

Dans un travail tout récent ⁽¹⁾, analysé ici ⁽²⁾, A. Einstein a émis l'hypothèse que la vitesse de la lumière c dépendait du potentiel de gravitation Φ suivant la relation :

$$(1) \quad c = c_0 \left(\frac{c_0}{\Phi - \Phi_0} \right),$$

où c_0 est la valeur que prend c pour une certaine valeur du potentiel $\Phi = \Phi_0$.

Le présent mémoire a pour but de développer une théorie de la gravitation qui satisfasse au principe de relativité, et de déduire une relation entre Φ et c , qui comprenne l'équation d'Einstein comme cas particulier.

L'auteur se sert de la représentation à quatre dimensions de Minkowski :

$$x, y, z \quad \text{et} \quad u = ct\sqrt{-1},$$

et il pose en principe l'équation différentielle d'univers suivante, analogue à l'équation de Poisson généralisée :

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial u^2} = 4\pi\gamma v,$$

où γ est la constante de la gravitation et v est la densité au repos.

La force \mathcal{F} , qui sollicite l'unité de masse, est donnée par le gradient du potentiel Φ :

$$\mathcal{F} = - \text{grad. } \Phi,$$

¹ *Ann. d. Phys.*, XXXV, p. 898; 1911.

⁽²⁾ *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 938; 1911.

et a par suite pour composantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{F}_x = -\frac{\partial\Phi}{\partial x}, \\ \mathcal{F}_y = -\frac{\partial\Phi}{\partial y}, \\ \mathcal{F}_z = -\frac{\partial\Phi}{\partial z}, \\ \mathcal{F}_u = -\frac{\partial\Phi}{\partial u}, \end{array} \right.$$

qu'on porte dans les quatre équations du mouvement.

L'intégration donne :

$$(3) \quad \frac{c^2}{2} - \frac{c_0^2}{2} = \Phi - \Phi_0,$$

c'est-à-dire que l'accroissement du demi-carré de la vitesse de la lumière est égal à l'accroissement du potentiel de gravitation.

Cette relation (3) contient l'équation (1) d'Einstein comme cas particulier, si l'on néglige le carré du quotient $\frac{\Phi}{c^2}$.

Max Abraham applique ces considérations au cas d'un corps en mouvement; il obtient une équation qui, pour les faibles vitesses, se confond avec le théorème des forces vives :

$$(4) \quad \frac{mv^2}{2} + m\Phi = C^{te}.$$

Enfin l'auteur donne une loi élémentaire qui exprime la force $m_0\mathcal{F}$ qu'exerce un point P (de masse m) sur un point P_0 (de masse m_0). Cette force $m_0\mathcal{F}$ se présente comme étant la somme de deux vecteurs à quatre dimensions (vecteurs d'univers), dont l'un est parallèle au rayon lumineux \mathcal{R} qui relie P et P_0 et dont l'autre est parallèle au vecteur de vitesse \mathcal{V} du point P.

La loi de Max Abraham est d'accord avec les lois obtenues par Poincaré et par Minkowski; mais elle est à la fois plus simple, en ce sens que la vitesse du point P_0 attiré ne disparaît pas, et plus générale puisqu'elle tient compte de l'accélération du point attirant P.

Les observations astronomiques, proposées par Einstein, permettraient de vérifier expérimentalement cette loi et pourraient fournir une confirmation de la théorie précédente.

MARCEL BOLL.

B. WALTER. — Spectres d'absorption des substances phosphorescentes. — P. 6-11.

Première partie. — Les spectres d'absorption des phosphores de Ca, Sr et Ba bismuthifères consistent en fortes bandes d'absorption. Les radiations fortement absorbées sont les mêmes qui excitent fortement la phosphorescence. L'intensité de l'absorption est de l'ordre de grandeur de celle que manifestent les solutions fluorescentes.

Deuxième partie. — L'auteur conclut des observations de Lénard que les radiations qui excitent le plus fortement les phosphores alcalino-terreux (par conséquent aussi le plus fortement absorbées) dépendent de la nature du métal alcalino-terreux et non de celle du métal actif. Ce résultat, qui est à l'encontre de tout ce qu'on sait sur les corps phosphorescents, s'accorderait avec l'ancienne théorie chimique de la phosphorescence.

E. GOLDSTEIN. — Sur la formation des rayons-canaux dans le potassium, le rubidium et le césium. — P. 6.

L'auteur donne dans cette note quelques détails pratiques sur sa méthode de production des rayons-canaux dans les vapeurs de ces trois métaux. Le métal alcalin est placé dans un petit tube latéral soudé au tube à décharges. Il est primitivement recouvert d'une couche de benzine. On commence par chasser la benzine, qui distille et se condense un peu plus loin dans un tube en U plongé dans l'air liquide. On chauffe ensuite le tube en le plongeant dans une enceinte à la température convenable, et munie de fenêtres pour l'observation. Le rubidium donne des rayons de couleur jaune rougeâtre, le césium blanc verdâtre, le potassium jaune rougeâtre. Les spectres sont formés des plus fortes raies des spectres principaux, avec quelques raies de séries.

Le tube peut servir assez longtemps sans noircir.

W. PAULI. — Sur la phosphorescence. — P. 39-46.

L'essentiel de ce travail a déjà paru dans *Ann. d. Phys.*, XXXIV, 1911. (Voy. *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 411.)

L. BRUNINGHAUS.

K. BERGWITZ. — L'enregistrement du potentiel de l'air au moyen des électromètres unifilaire et bifilaire de Wulf. — P. 28-30.

L'électromètre unifilaire décrit par l'auteur est symétrique. Un fil de quartz en relation avec le collecteur est très légèrement tendu à égale distance de deux lames reliées aux pôles d'une batterie de piles dont l'élément moyen est à la terre. Il se courbe vers l'une ou l'autre des lames suivant le signe de sa charge, sa position est enregistrée photographiquement. Toutes les demi-heures la pendule rompt automatiquement la communication entre le collecteur et le fil de quartz et met celui-ci à la terre sans toutefois décharger le collecteur ni les fils de connexion. On enregistre ainsi le zéro. Dans l'électromètre bifilaire, les fils sont disposés entre deux conducteurs au même potentiel; l'interruption se fait encore toutes les demi-heures, mais la variation de position des repères du zéro permet de mesurer les variations de potentiel de la pile de charge. L'auteur montre que, contrairement à l'opinion générale, cet électromètre bifilaire donne sans ambiguïté le signe du potentiel enregistré.

H. BENNDORF. — Sur la détermination de la vitesse des ondes transversales dans les couches supérieures de l'écorce terrestre. — P. 83-84.

L'auteur montre que si l'on dispose des diagrammes de sismographes à fort grossissement, comme par exemple ceux que fournissent les sismographes Galitzine, on peut déduire la vitesse vraie des ondes transversales au voisinage du sol de la vitesse apparente des ondes longitudinales et de la direction du mouvement du sol qu'elles ont provoqué.

CH. DUFOUR.

K.-W.-F. KOHLRAUSCH et E.-V. SCHWEIDLER. — Recherches expérimentales sur les oscillations de la transformation radioactive. — P. 11-14.

D'après la théorie de M. V. Schweidler, la transformation des substances radioactives qu'on atteint par les mesures relatives aux particules α est affectée d'oscillations⁽¹⁾. Les auteurs démontrent la

(1) Premier Congrès internat. p. l'étude de la Radiol. et de l'Ionis., 1906. — *Beiblätter*, 1907.

possibilité d'utiliser l'électromètre unifilaire d'Elster et Geitel⁽¹⁾ pour mesurer, par une simple méthode de charge et de décharge, l'oscillation relative, qui est inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre des atomes transformés ou des particules α émises pendant l'unité de temps, si leur nombre est très grand. On peut étudier en même temps l'ionisation des particules α . Il y a concordance qualitative avec la théorie.

R. SWINNE. — Sur quelques relations entre les éléments radioactifs. — P. 14-21.

Étude sur la relation possible entre la constante de temps λ d'un élément radioactif et la vitesse initiale v_α des particules α émises par cet élément; l'auteur propose une relation :

$$\log \lambda = a + bv_\alpha^n,$$

où a et b sont des constantes. La valeur 1 convient mieux pour n que la valeur 2, qui aurait l'avantage d'introduire sous une forme simple l'énergie mise en liberté par la destruction d'un atome-gramme.

Les différences obtenues entre les valeurs de v_α de l'émanation du radium, Ra A, Ra F, sont égales à celles de l'émanation de l'actinium, Ac A, Ac C, ou de l'émanation du thorium, Th A et Th C₁. On a des correspondances analogues entre le radium et l'actinium X, Ra C et Th C₂.

Une relation analogue semble exister entre la constante de temps des éléments qui émettent des rayons β et la vitesse initiale de ceux-ci.

V. BJERKNES. — Sur les phénomènes les plus simples de champ hydrodynamique. — P. 21-23.

L'auteur imagine, pour définir les propriétés dynamiques du champ électrostatique, un système matériel continu I, porteur des charges. Pour le maintenir au repos, il faut supposer un second système II agissant sur lui.

L'action de II sur I par unité de volume sera :

$$f' = -a \operatorname{div} A + \frac{1}{2} a^2 \nabla \alpha;$$

(¹) *Phys. Zeitschr.*, X, p. 664 (1909).

celle de I sur II :

$$f = a \operatorname{div} A - \frac{1}{2} a^2 \nabla \alpha.$$

(α , champ électrique; A , induction électrique; α , constante diélectrique.)

Maxwell, dans sa théorie des tensions, pose :

$$f' = -S,$$

ou

$$f = S,$$

S étant la force résultante par unité de volume, due aux tensions.

M. Bjerknes généralise le problème de Maxwell en admettant que le milieu I est en mouvement, de sorte que, si v est la vitesse d'un élément :

$$f' = \rho \frac{dV}{dt} - S,$$

$$f = \rho \frac{dV}{dt} + S.$$

Le terme $\rho \frac{dv}{dt}$ est relatif à la formation du champ.

Le problème est traité ensuite en attribuant au continu I les propriétés d'un fluide parfait; dès lors :

$$S = -\nabla p$$

(p , pression hydrostatique) et :

$$f = -\rho \frac{dv}{dt} - \nabla p.$$

On a, de plus, l'équation de continuité :

$$\operatorname{div} V = \frac{1}{k} \frac{dk}{dt},$$

avec

$$k = \frac{1}{\rho}.$$

En conséquence

$$V = kV,$$

$$\operatorname{div} V = \frac{1}{k} \frac{dk}{dt},$$

$$\operatorname{Curl} V = 0.$$

On fait correspondre ainsi :

V , quantité de mouvement spécifique.....	a , champ électrique
v , vitesse.....	A , induction
k , volume spécifique.....	α , constante diélectrique
$\frac{1}{k} \frac{dk}{dt}$, dilatation.....	E , densité électrique

car les équations du champ électrostatique sont :

$$\begin{aligned} A &= \alpha a, \\ \operatorname{div} A &= E, \\ \operatorname{Curl} a &= 0. \end{aligned}$$

Une deuxième forme d'analogie se présente en mettant la densité en évidence au lieu du volume spécifique. On trouve comme cas particulier le cas des tubes longs étudié par lord Kelvin.

EDG. MEYER. — Sur les oscillations de Schweidler. — P. 73-81.

N. CAMPBELL. — Note additionnelle. — P. 81-83 (1).

M. Meyer a étudié les oscillations de Schweidler dans le cas des rayons γ en mettant à la terre le circuit comprenant le condensateur à air ionisé par l'intermédiaire d'une grande résistance R ; il calculait la variation de sensibilité en admettant que l'oscillation est proportionnelle à R , tandis que M. Campbell considère la proportionnalité à \sqrt{R} .

Les auteurs semblent d'accord pour attribuer une valeur théorique plus grande à cette seconde formule, la première étant pratiquement suffisante. On ne peut encore décider de la valeur des diverses théories de l'ionisation.

A. GRUMBACH.

I. — G. HOFFMANN. — Expériences sur le courant alternatif. — P. 30-31.
(Une planche hors texte.)

Oscillographe très simple : deux électros croisés, à noyau lamellaire et à circuit presque fermé, portent chacun deux enroulements ; l'un, pareil dans les deux électros, est traversé par un cou-

¹ N. CAMPBELL, *Ph. Z.*, XI, 826 (1910) ; — E. MEYER, *Sitz. b. d. Berl. A. d. W.*, XXXII, 647 (1910) ; *Jahrb. d. Rad. u. El.*, VII, 279 (1910).

rant continu (exciter chacun d'eux par un accumulateur particulier, pour éviter les effets d'induction); le second, à fil très fin pour l'un des électros ($0^{\text{mm}},1$) et à fil plus gros pour l'autre, reçoit l'alternatif. L'indicateur est le point de croisement de deux tiges d'acier à angle droit; la première, noircie, passe au-dessus de l'autre, qui est pourvue d'un méplat oblique parfaitement poli; chaque tige est fixée — ainsi qu'une palette de fer qui lui est perpendiculaire et joue dans une fente laissée entre les pôles de son électro, — à une pièce de fer portée par une lame ressort; quand les deux lames vibrent sous l'action du courant alternatif, la courbe représentative se détache en noir sur la surface brillante produite par l'élargissement apparent de la tige polie. Des masses mobiles permettent de régler la période des lames ressort sur celle du courant. On peut projeter en éclairant fortement la tige polie.

II. — MERCANTON. — Quelques expériences simples. — P. 85-86.

1° *Conduction à travers les gaz.* — On monte en parallèle deux lampes à incandescence identiques dont l'une, achetée non scellée, a été remplie de gaz d'éclairage et scellée ensuite; elle est à peine rouge quand la lampe normale est incandescente; un petit fragment de phosphore s'enflamme sur son ampoule et ne s'enflamme pas sur celle de la lampe normale.

2° *Méthode d'Edlund pour l'équivalent mécanique de la calorité.* — Une lame de fleuret est fixée dans un étau; à quelques centimètres de la base et sur deux faces opposées, on a soudé l'un en face de l'autre deux courts fils de nickel dont les extrémités sont reliées directement à un galvanomètre de faible résistance et de grande sensibilité. Si l'on fléchit brusquement la lame dans le plan des soudures, on voit que la soudure extérieure se refroidit, tandis que la soudure intérieure se réchauffe; l'égalité de température se rétablit ensuite lentement. Si l'on fléchit dans le plan perpendiculaire, le galvanomètre reste au zéro. On peut montrer de la même manière le refroidissement de la surface extérieure d'une tige pendant la torsion (il faut prendre un métal non magnétique, pour éviter les perturbations produites par la force électromotrice).

3° *Variation du frottement intérieur d'un liquide avec la température.* — A travers un tube étroit relié à un entonnoir, une masse

déterminée d'eau chaude s'écoule plus vite que la même masse d'eau froide.

H. LEHMANN (Iéna). — Analyse par luminescence au moyen de la lampe à filtre U. V. — P. 35-36 (1).

E.-F. HUTH (Berlin). — P. 36-38.

1° *Un fréquencesmètre ou mesure de longueur d'onde à indication directe.*

2° *Un récepteur simple spécial pour l'envoi de l'heure.*

3° *Un nouveau galvanomètre à corde.*

4° *Condensateur en mica à plaques tournantes.*

Descriptions d'instruments mis dans le commerce, et présentés au Congrès de Carlsruhe (1911).

P. LUGOL.

ALEXANDER RUSSEL. — Mesures des chaleurs spécifiques aux basses températures. — P. 59-65.

Les mesures ont été effectuées au moyen du calorimètre de Nernst-Lindemann dans les intervalles de température suivants : + 45° à 0°, 0° à — 78° et — 78° à — 190°. Elles ont porté sur une série d'oxydes, quelques sulfures, Tl, Hg, Si cristallisé et amorphe, etc. Le but était de vérifier jusqu'à quel point la loi de l'additivité des chaleurs atomiques est exacte pour les températures auxquelles ces chaleurs atomiques s'écartent notablement de la valeur C de la loi de Dulong et Petit. Les chaleurs moléculaires observées ont été comparées aux chaleurs moléculaires calculées par la formule modifiée par Nernst et Lindemann. La concordance n'est satisfaisante que pour les éléments pour lesquels βv est faible ($\beta = 4,865 \cdot 10^{-11}$ et v = fréquence des atomes), comme Pb, Tg, Hg, aux températures considérables pour Cr_2O_3 , Al_2O_3 et MgO , oxydes d'éléments à poids atomique faible. Les écarts, qui ne sont jamais négligeables dans aucun cas, montrent que la fréquence des éléments en combinaison est différente de celle des éléments libres.

A. CORVSY.

Cette lampe permet d'observer et de montrer à un auditoire les spectres de luminescence découverts par Goldstein. Voy. *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 785; 1911. — *Berl. Akad. Ber.*, XXII, 504; 1911.

TH. v. KARMAN et H. RUBACK. — Sur le mécanisme de la résistance des liquides et de l'air. — P. 49-59.

Les auteurs déduisent de la théorie des tourbillons que, dans le sillage d'un obstacle tel qu'une plaque ou un cylindre par rapport à un fluide se forment des tourbillons tournant alternativement dans les deux sens, et qui constituent deux lignes parallèles de tourbillons équidistants (sauf tout près du corps). Ce caractère périodique du mouvement dans le sillage a été observé et étudié déjà par M. Bénard. Les auteurs le mettent en évidence expérimentalement en prenant des photographies instantanées d'une surface d'eau recouverte de lycopode et où l'on déplace une plaque mince ou un cylindre. Sur ces photographies on peut déterminer l'intervalle l des tourbillons successifs et la distance h des deux lignes de tourbillons. La théorie conduit pour le rapport $\frac{h}{l}$ à la valeur constante 0,283. Une plaque mince de 1^{cm},75 de large donne :

$$\frac{h}{l} = \frac{1^{\text{cm}},8}{6,4} = 0,28,$$

et un cylindre de 1^{cm},5 de diamètre donne :

$$\frac{h}{l} = \frac{3}{9,8} = 0,305 ;$$

ce qui, étant donnée la difficulté des mesures, est une concordance satisfaisante.

Appliquant ensuite le principe des quantités de mouvement, les auteurs calculent la résistance opposée par le fluide au mouvement du corps. Ils obtiennent une expression de la forme :

$$\rho l \left[0,283 \cdot \sqrt{8} \cdot u (U - 2u) + \frac{4}{\pi} u^2 \right],$$

dans laquelle U représente la vitesse des corps par rapport au fluide, u la vitesse de propagation du système de tourbillons, et ρ la densité du fluide. Si on représente la résistance (de l'unité de longueur) de la plaque ou du cylindre par :

$$R = A \rho d U^2,$$

d étant la largeur de la plaque ou le diamètre du cylindre, on a ainsi pour le coefficient A :

$$A = \left[0,799 \cdot \frac{u}{U} - 0,323 \cdot \frac{u^2}{U^2} \right] \frac{l}{d}.$$

Les auteurs ont cherché si cette formule donne des valeurs en concordance avec celles déduites d'expériences directes sur la résistance de l'air. La longueur l est mesurée sur les photographies indiquées. D'ailleurs on peut calculer $\frac{u}{U}$ en mesurant la période de temps T , au bout de laquelle se reproduit la forme des lignes de courant ; en effet :

$$T = \frac{l}{U - u}.$$

On avait pour la plaque, avec $U = 10$ centimètres par seconde :

$$T = 1^s,26,$$

et avec $U = 15$ centimètres par seconde :

$$T = 0^s,805,$$

d'où l'on déduit :

$$\frac{u}{U} = 0,20 \quad \text{et} \quad A = 0,80.$$

Et pour le cylindre, avec $U = 11$ centimètres par seconde :

$$T = 0^s,66,$$

et avec $U = 15$ centimètres, par seconde :

$$T = 0^s,48,$$

d'où l'on déduit :

$$\frac{u}{U} = 0,14 \quad \text{et} \quad A = 0,46.$$

L'accord est assez satisfaisant avec les valeurs de A déduites d'expériences sur la résistance opposée par l'air au mouvement de plaques ou de cylindres.

CH. MAURAIN.

A. RIGHI. — Sur la décharge par étincelles dans un gaz raréfié et sa transformation en un faisceau de rayons magnétiques (1). — P. 65-73.

Dans un précédent mémoire (2), l'auteur a décrit l'action d'un champ magnétique sur la décharge annulaire sans électrodes de Thomson. L'effet principal est la formation d'un faisceau lumineux qui remplit sensiblement le tube de force magnétique passant par l'anneau. Il s'agit d'un faisceau de rayons magnétiques constitués suivant la théorie de l'auteur par des systèmes neutres (électron positif) analogues à des étoiles doubles. Le travail actuel a pour objet de rechercher si un phénomène analogue ne se produit pas quand on substitue à la décharge en anneau une étincelle ordinaire.

Comme les rayons magnétiques ne se forment bien qu'aux basses pressions, il fallait d'abord trouver le moyen de produire des étincelles dans l'air raréfié. On y arrive aisément en reliant les pôles de la source aux armatures d'un condensateur de capacité suffisante et en mettant en série avec l'ampoule à gaz raréfié un éclateur à l'air libre. Dans ces conditions et moyennant un réglage convenable, à toute étincelle se produisant à l'éclateur correspond, entre les électrodes, une luminosité uniforme qui ne ressemble pas aux décharges ordinaires des tubes à vide avec colonne positive, espace de Faraday, etc. Elle ne diffère de l'étincelle à l'air libre que par son éclat moins vif, sa grosseur plus grande et ses contours dégradés et incertains.

L'auteur employait généralement comme tubes à vide des ampoules de forme sphérique. Un électro-aimant très puissant dont les pôles étaient placés tout près des parois de l'ampoule permettait de soumettre l'intervalle entre les électrodes à un champ magnétique intense. Dans le mémoire sont reproduites des photographies qui montrent les modifications apportées par le champ magnétique à l'aspect de l'étincelle. Celle-ci est déformée et s'épanouit dans le sens des lignes de forces magnétiques. On distingue des lignes lumineuses dirigées suivant le champ et qui rappellent l'apparence des aurores polaires. Si les extrémités des électrodes se trouvent dans l'axe du champ, l'étincelle, au lieu de s'épanouir, se condense; la luminosité se ramasse en quelque sorte suivant les lignes de force.

(1) Ce mémoire a paru en français dans *le Radium*, t. IX, p. 24-32; 1912.

(2) *Physikalische Zeitschrift*, t. XII, p. 835 et suiv.; 1911; — et *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 962-963; 1912.

Cet effet peut même être observé sur les décharges usuelles avec colonne positive et lumière négative.

Comme l'étincelle à l'air libre, l'étincelle dans un gaz raréfié exerce un effet mécanique qui semble dû à l'émission de particules électrisées et qui est capable de mettre en mouvement un petit moulinet suspendu au-dessus des électrodes. L'auteur a recherché l'influence du champ magnétique sur ce phénomène. Cette influence est d'ailleurs fort complexe, le champ paraissant tantôt favoriser, tantôt affaiblir ou inverser l'effet mécanique. En particulier si on dispose entre les électrodes un petit moulinet à ailettes verticales, semblable à un radiomètre, il tourne avec rapidité quand la décharge est intense. La rotation s'intervertit avec le champ et son sens coïncide avec celui du courant dans la bobine de l'électro-aimant. L'auteur se borne à signaler ces faits curieux, se réservant d'en donner une explication dans une publication ultérieure.

PAUL DE LA GORCE.

KARL SCHEEL et WILHELM HEUSE. — La chaleur spécifique de l'air à la température ordinaire et aux basses températures. — P. 79-95.

I. Le principe de la méthode de mesure est le suivant :

On envoie un courant d'air bien constant dans un tube qui constitue la partie principale du calorimètre. Le gaz, chauffé au moyen d'un fil situé au milieu du tube et traversé par un courant, reçoit par seconde une quantité de chaleur Λ . Si Δt est l'élévation de température qu'éprouve le courant gazeux en traversant le calorimètre quand le régime permanent est établi, Q la masse du gaz qui traverse l'appareil pendant une seconde, C_p la chaleur spécifique à pression constante, on a :

$$Q \cdot C_p \Delta t = \Lambda.$$

En réalité, toute la chaleur Λ dégagée dans le fil ne contribue pas à l'élévation de température du gaz ; une certaine quantité λ est rayonnée à l'extérieur du calorimètre ; il faut donc écrire :

$$C_p \Delta t = \Lambda - \lambda,$$

d'où l'on tire :

$$C_p = \frac{\Lambda}{Q \cdot \Delta t} - \frac{\lambda}{Q \cdot \Delta t}.$$

II. On détermine aisément Q , Δt , Λ . Mais λ est inconnu : il faut donc ou l'éliminer, ou en trouver l'expression. Les auteurs ont successivement utilisé les deux méthodes qui conduisent à la même valeur de C_p :

1° Si on admet que pour un courant gazeux infiniment rapide ($Q = \infty$, $\frac{1}{Q} = 0$), on aurait $\frac{\Lambda}{Q\Delta t} = C_p$, on est conduit à écrire que, dans les conditions réelles (Q fini, $\frac{1}{Q} \neq 0$), on a :

$$(2) \quad \frac{\Lambda}{Q\Delta t} = C_p + k_1 \frac{1}{Q} + k_2 \frac{1}{Q^2};$$

il faut alors trois expériences pour déterminer C_p .

2° Au contraire, des considérations fondées sur la loi de Newton montrent que :

$$(3) \quad \lambda = k \frac{\Lambda}{Q^2},$$

d'où il résulte que, si on adopte ce mode de calcul, deux expériences suffisent pour déterminer C_p .

III. En disposant les appareils calorimétriques dans des vases de Dewar renfermant un bain à température déterminée, les auteurs ont pu mesurer la chaleur spécifique de l'air à $+20^\circ$, -78° , -183° .

Le nombre donné à 20° ($0,240_8$) s'accorde avec une mesure de Swann, et il conduit pour le rapport $\frac{C}{c}$ à la valeur $1,400_3$. Par contre, il s'écarte notablement de celui de Regnault ($0,237$); mais Regnault ayant négligé l'influence de la détente (1), ses résultats sont entachés d'une erreur de $1/160$, et si on majore de cette quantité le nombre qu'il a donné, on trouve $0,239$ comme chaleur spécifique de l'air entre 0 et 200 , ce qui s'accorde avec la valeur $\frac{C}{c} = 1,405$ déduite par Wülner des expériences de vitesse du son.

Admettant par conséquence $C = 0,240$ pour la température ordinaire, on peut, par une formule de Linde, calculer les chaleurs spécifiques à -78° et -183° : les nombres ainsi obtenus diffèrent assez peu des résultats expérimentaux :

$$\begin{aligned} 0,243 & \text{ à } -78^\circ, \\ 0,252 & \text{ à } -183^\circ. \end{aligned}$$

J. GUYOT.

(1) A. LEDUC, *les Chaleurs spécifiques des gaz et l'Équivalent mécanique de la calorie* (*Annales de Chimie et de Physique*, 7^e série, t. XVII, p. 484; 1899).

P. DEBYE. — Quelques résultats d'une théorie cinétique des isolants. — P. 97-100.

L'hypothèse d'électrons attirés proportionnellement à la distance vers leur position d'équilibre ne prévoit pas la diminution de la constante diélectrique qui se produit quand la température s'élève; la variation est, par exemple, du simple au double pour l'alcool éthylique refroidi de 20° à — 120°. M. Debye admet, pour combler cette lacune, l'existence d'éléments bipolaires de moment électrique constant, à côté des électrons à liaison élastique.

La polarisation P est alors la somme de deux termes; pour un gaz à volume constant :

$$P = E(\epsilon_0 - 1) + E \frac{a}{T} \text{ (Température absolue)}$$

E est le champ électrique); le déplacement :

$$D = P + E = E \left(\epsilon_0 + \frac{a}{T} \right) \text{ (Unités rationnelles)}$$

et

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{a}{T}.$$

Le second terme correspond au terme de Curie-Langevin. L'analogie avec la théorie moderne du magnétisme se poursuit lorsque M. Debye, pour expliquer les résultats d'Abegg et Seitz, obtenus avec des liquides isolants (1), introduit un champ moléculaire; comme la polarisation :

$$P = 3 \left(E + \frac{P}{3} \right) \left(\frac{a}{T} + b \right);$$

on a :

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} T = a + bT.$$

Cette formule représente d'une manière très satisfaisante les variations avec la température de la constante diélectrique de l'éther éthylique et des alcools méthylique, éthylique, propylique, isobutylique et amylique.

Si la charge d'un électron lié est e , s'il y en a N_p soumis à une

1) *Zeitschr. f. phys. Chem.*, XXIX, pp. 242 et 491 ; 1899.

force f_p , par unité de déplacement, la constante :

$$b = \frac{1}{3} \sum_p \frac{N_p e^2}{f_p}$$

Si l'on attribue à toutes les molécules un même moment électrique m , et s'il y en a N par centimètre cube :

$$a = \frac{Nm^2}{9k},$$

où k est le facteur constant par lequel il faut multiplier le logarithme de la probabilité de l'état d'un système pour obtenir l'entropie. En unités électrostatiques,

$$m = \frac{3}{\sqrt{4\pi}} \sqrt{\frac{ka}{N}}$$

On trouve des valeurs de m comprises seulement entre $3,4 \cdot 10^{-19}$ et $11,8 \cdot 10^{-19}$, tandis que la constante diélectrique oscille entre 2,3 et 80.

A. GRUMBACH.

CHAS. L. et F.-A. LINDEMANN. — Relations entre le pouvoir pénétrant des rayons Röntgen, la pression et la nature du gaz. — P. 104-106.

Mesures faites sur l'air, O², H², Cl², CO², A, He.

M. BARRÉE.

LUDWIG GEIGER et BENO GUTENBERG. — Constitution interne du globe déduite de l'intensité des ondes longitudinales et transversales. — P. 115-118.

Cet article complète un travail paru antérieurement dans la même revue ⁽¹⁾ et s'applique aux ondes sismiques transversales. Cette étude comporte une difficulté plus grande que celle des ondes longitudinales, provenant surtout des divers caractères que peuvent prendre les ondes transversales réfléchies. Les auteurs ont suivi la même marche que dans leurs recherches précédentes, mais n'ont pu utiliser que vingt tremblements de terre survenus entre janvier 1904 et décembre 1911, et dont les épïcêtres se trouvaient à des distances Δ comprises entre 63° et 90°.

(1) *Phys. Zeitschr.*, XII, 1911, p. 814.

Les résultats concordent bien avec ceux que donnaient les ondes longitudinales et conduisent à admettre l'hypothèse suivante : le globe terrestre est formé de quatre couches concentriques homogènes séparées par trois surfaces de discontinuité situées à des profondeurs de

1.193 ± 50 kilomètres, 1.712 ± 100 kilomètres, 2.454 ± 100 kilomètres.

A ces différentes profondeurs les vitesses de propagation seraient :

pour les ondes longitudinales....	11,80	12,22	13,29 km. par sec.
pour les ondes transversales.....	6,59	6,86	7,32 km. par sec.

L. EBLÉ.

MARTINEZ RISCO. — L'asymétrie des triplets de Zeeman. — P. 137-142.

P. Zeeman avait signalé que la composante médiane du triplet 5791 A. U. du mercure était déplacée vers le rouge par rapport à la raie primitive. Il avait d'abord trouvé que ce déplacement était proportionnel au champ, puis, revenant sur ses premières mesures, qu'il était en réalité proportionnel au carré du champ.

Risco a repris l'étude de ce triplet dans le laboratoire de Zeeman. Les valeurs des déplacements sont déduites des variations du diamètre des anneaux donnés par un étalon de Pérot et Fabry. Le champ est mesuré, dans les cas où il est faible, au moyen d'une spirale de bismuth préalablement étalonnée; dans les cas où il dépasse 20.000 gauss, en se reportant à des distances des composantes de doublets Zeeman correspondant à des valeurs connues du champ.

Il a trouvé que le déplacement de la composante médiane se faisait vers le rouge et pouvait se représenter par l'expression :

$$\Delta\lambda_0 = 4 \cdot 10^{-5} \cdot H^2,$$

conforme à la théorie de Voigt.

Le triplet 5770 A. U. du mercure ne présente au contraire aucune asymétrie, tandis que le triplet central du nonet 5461 A. U. semble déplacé vers le rouge.

Le mémoire de M. Risco a été publié dans *Anales de la Sociedad española de física y química*, IX, 262-271 (1911).

LAVADORO AMADUZZI. — Sur l'effet Hallwachs interne dans le sélénium. — P. 165.

L'auteur fait remarquer qu'il a été le premier à attribuer les propriétés électriques du sélénium à un effet Hallwachs interne dans un mémoire intitulé : *L'effetto Hallwachs nel selenio cristallino*, et lu à l'Académie royale des Sciences de Bologne, le 16 janvier 1910.

F. CROZE.

H. DEMBER. — Effet ionisant des radiations solaires ultra-violettes. — P. 207-212.

Ces radiations doivent accroître le nombre des ions, ce qui a pour résultat d'augmenter le rapport $\frac{E_-}{E_+}$, en général < 1 . C'est ce que l'auteur s'est proposé de vérifier par deux séries d'expériences exécutées à 2.000 et à 3.420 mètres d'altitude, et prolongées pendant trois jours. Il mesurait E_+ et E_- au moyen de l'aspirateur d'Ebert et l'intensité I des radiations ultra-violettes au moyen de l'actinomètre d'Elster et Geitel, et enregistrait en même temps l'humidité relative et la pression atmosphérique.

Ces résultats sont reproduits dans des tableaux, et la marche de ces éléments en fonction du temps est représentée par des courbes I et $\frac{E_-}{E_+}$ suivant une variation parallèle ; leur relation avec l'humidité est beaucoup moins nette.

K. SCHAPOSCHNIKOW. — Sur l'invariance de p et $\frac{T}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ dans la transformation de Lorentz. — P. 212 et 213.

Démonstration purement mathématique.

FRIEDRICH ROESENER. — Sur les périodes des ondes de tremblements de terre. — P. 213 et 214.

L'étude des diagrammes enregistrés à Göttingue conduit aux conclusions suivantes : en général, dans les tremblements de terre éloignés, la période des longues ondes croît à partir du début, passe

par un maximum, décroît, puis reste constante jusqu'à la fin de l'enregistrement. Dans cette phase terminale la période est, suivant les séismes, d'environ 12 secondes ou d'environ 18 secondes. Cette période moyenne ne semble pas dépendre de la distance de l'épicentre, mais de sa situation géographique et de la violence du tremblement de terre. Il en est de même pour les ondes maxima dont la période est le plus souvent de 12 ou 18 secondes.

Les périodes les plus fréquentes sont de 6 et 12 secondes pour les premières préliminaires, de 6, 12 et même 18 secondes pour les deuxièmes préliminaires. Elles ne semblent pas dépendre de la position de l'épicentre. Les ondes qui parviennent à la station après avoir fait le tour de la terre présentent une période moyenne de 18 secondes.

L. EBLÉ.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. LXXXVII; 1911.

GRAVE. — Nouvelles recherches sur la passivité des métaux. — P. 513-576.

De nombreuses théories ont été émises pour expliquer la passivité du fer et du nickel. L'auteur commence par en faire la critique et montre qu'elles sont en désaccord avec des résultats expérimentaux. Ainsi l'état passif ou actif n'est nullement influencé par les impuretés habituelles de ces métaux; ni l'eau oxygénée, ni l'ozone ne les rendent passifs, mais seulement plus mobiles.

Par contre, un très grand nombre de faits conduisent à admettre que le fer et le nickel purs sont passifs et ne sont rendus actifs que par la présence d'ions H, qui agissent comme catalyseurs. A l'appui de cette hypothèse, les expériences ont montré que, chauffés au rouge dans l'air, l'azote ou le vide, les métaux deviennent passifs, et cela d'autant plus que la température a été plus élevée, tandis que, chauffés dans l'hydrogène, ils redeviennent actifs. De plus c'est l'hydrogène ionisé et non l'hydrogène moléculaire qui provoque l'activité. Enfin, quand des ions H sont mis en contact avec du fer par un point quelconque, ils se répandent par diffusion et tout le métal devient actif.

D'ailleurs, cette hypothèse explique tous les détails connus de ce phénomène.

PICK. — Le frottement interne des mélanges de deux liquides cristallisés :
p-azoxyanisole et *p*-azoxyphénétol. — P. 577-586.

Les densités de ces mélanges prises à 136° suivent la loi linéaire; mais il n'en est pas de même du frottement interne, sa courbe de variation est légèrement concave vers le haut. Il existe probablement une relation entre la dureté des cristaux solides de ces corps et leur frottement interne à l'état de liquides cristallisés.

WEGELIUS. — Une méthode pour déterminer le nombre des phases d'une substance. Application à l'iode double d'argent et de mercure. — P. 587-590.

Il suffit de déterminer expérimentalement à différentes températures le degré de liberté d'un système où ce corps intervient et d'appliquer la loi des phases. Ainsi, pour l'exemple étudié, les mesures de solubilité dans l'eau montrent que cet iode double n'est pas décomposé, au-dessus de 50°, comme on le croyait.

SIEVERTI. — La solubilité de l'hydrogène dans le cuivre, le fer et le nickel. — P. 594-613.

Cette solubilité a été étudiée pour des pressions allant jusqu'à 1,5 atmosphère et des températures variant entre 400 et 1.600°. Les principaux résultats sont les suivants :

1° A une température et à une pression données, la quantité de gaz absorbée par l'unité de masse du métal est indépendante de la grandeur de la surface, on a une véritable dissolution ;

2° A température constante, la solubilité dans ces métaux solides ou liquides est proportionnelle à la racine carrée de la pression ;

3° A pression constante, la solubilité augmente avec la température, il y a augmentation brusque au moment de la fusion. Le passage du fer α au fer β n'amène aucune discontinuité, tandis que celui du fer β en fer γ correspond à une augmentation très rapide ;

4° Par refroidissement lent, la plus grande partie de l'hydrogène se dégage ; par refroidissement brusque, le résidu peut être très grand.

LE BLANC et SCHMANDL. — Cristallisation et dissolution en solution aqueuse.
P. 614-638.

Les vitesses de croissance et de dissolution des cristaux de SO^4K^2 , $\text{Cr}^2\text{O}^7\text{K}^2$ et ClO^3Na ont été déterminées à différentes températures. Tandis que la dissolution se présente toujours comme un phénomène de diffusion, il n'en est pas de même de la croissance, sauf pour ClO^3Na , à température élevée.

SCHMIDT. — L'absorption des dissolutions. — P. 641-660.

En désignant par x la quantité du corps dissous absorbée, par a la quantité initiale de ce corps, par v le volume, $\frac{a-x}{v}$ représente la concentration; S étant la saturation, A et K deux constantes, les isothermes d'absorption se représentent par la formule :

$$\left(\frac{a-x}{v}\right) S = K e^{\frac{A(S-x)}{S}} x.$$

Cette formule se vérifie bien par l'acide acétique. Elle présente sur les anciennes formules exponentielles l'avantage d'être valable dans un domaine bien plus vaste et, en outre, les constantes A et K ont une signification physique.

SMITH et CARSON. — Le soufre amorphe. — P. 661-676.

Cette septième partie d'un travail expérimental important se rapporte aux courbes de solidification du soufre liquide quand le solide qui se sépare est du soufre nacré. Les résultats diffèrent des nombres admis jusqu'ici.

REINDERS. — Études sur les photohaloïdes. — P. 677-699.

Il s'agit cette fois de l'absorption par AgCl cristallisé de substances organiques colorées ou blanches.

Les cristaux de AgCl qui se séparent de la solution ammoniacale dissolvent, outre l'or et l'argent colloïdal, beaucoup d'autres corps :

substances colorantes, gélatine, albumine, caséine, dont la distribution dans le cristal est homogène. Tandis que la plupart des matières colorantes ne modifient pas la forme cristalline, quelques-unes provoquent la formation des dendrites et une ramification irrégulière des cristaux; ces phénomènes sont plus intenses quand la concentration de la matière colorante est plus grande. Le rapport de la concentration dans le cristal à celle de la solution a été déterminé pour l'érythrosine et le rose bengale; pour la première, il augmente avec la concentration de 20 jusqu'à 200; pour l'autre, il est à peu près constant et égal à 90.

La gélatine et les corps blancs absorbables augmentent beaucoup la sensibilité du chlorure, même quand leur proportion est très faible; mais la présence de ces corps réduit beaucoup ou annule presque l'absorption de l'argent colloïdal.

NAGORNOW et ROTINJANZ. — Une méthode simple de détermination directe des chaleurs de vaporisation des liquides, par chauffage électrique.

P. 700-706.

CEDERBERG. — La loi des tensions de vapeur. — P. 707-718.

La formule que propose l'auteur pour représenter les tensions de vapeur en fonction des températures dérive de la formule de Van der Waals :

$$\log \frac{u_0}{p} = a \left(\frac{\theta_0}{T} - 1 \right).$$

Les résultats obtenus pour un grand nombre de liquides satisfont bien à cette formule :

$$\log p = \left(A'' - B'' \frac{\theta_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}} - C'',$$

A'' , B'' , C'' étant des constantes qui dépendent de la nature du liquide.

A. SÈVE.

LA COULEUR ET LA CONSTITUTION DE L'EAU ;

Par M. JACQUES DUCLAUX et M^{me} E. WOLLMAN.

On sait, par les travaux de W. Spring ⁽¹⁾, que l'eau pure a une coloration bleue très faible, perceptible seulement quand on l'examine sous une assez grande épaisseur. Nous nous sommes proposé de rechercher auquel des constituants de l'eau était due cette coloration. On sait, en effet, que l'eau ne doit pas être considérée comme un liquide homogène : c'est un corps à molécules associées ou polymérisées, c'est-à-dire un mélange de molécules de différentes grosseurs, correspondant toutes à la formule $(H^2O)^n$ avec des valeurs de n variables depuis 1 jusqu'à une limite encore mal connue. Les plus grosses de ces molécules sont probablement identiques à celles de la glace (Röntgen, 1892) ; comme elles sont les moins nombreuses, on peut les considérer comme jouant le rôle de corps dissous, tandis que les plus petites jouent le rôle de solvant. Si on convient de donner aux premières molécules le nom de molécules de glace, aux autres le nom de molécules d'hydrol ⁽²⁾ (Sutherland, 1900), on pourra dire que l'eau est une solution de glace dans l'hydrol. Il n'est pas certain que la glace et l'hydrol aient exactement la même couleur ; nous avons cherché à le vérifier et à déterminer en même temps auquel de ses deux constituants l'eau doit sa couleur.

Appareil. — L'eau était contenue dans un tube de verre, long de 6 mètres, disposé horizontalement et fermé à ses deux extrémités par deux glaces parallèles. Un faisceau de lumière, provenant d'une lampe Nernst, traversait ce tube d'un bout à l'autre ; un autre faisceau de la même lumière traversait deux cuves d'absorption de 2 centimètres d'épaisseur, et les deux faisceaux étaient, à leur sortie, comparés dans un colorimètre. L'une des cuves d'absorption ren-

Bull. Acad. Belgique, 3^e série, t. V, p. 53 ; 1883. — Le mémoire de O. AURSSER (4. *Ann. der Physik*, t. XIII, p. 678 ; 1904) renferme une bibliographie de la question et beaucoup de résultats intéressants, mais dans une direction différente de celle que nous avons suivie.

En réalité Sutherland appelle hydrol le corps (H^2O) , et considère l'eau comme une solution de trihydrol $(H^2O)_3$ dans le dihydrol $(H^2O)_2$. Dans le cas présent, la distinction n'est de peu d'importance ; et je crois qu'il est plus prudent, pour le moment, d'appeler hydrol le constituant le moins polymérisé de l'eau, sans préciser son état.

fermait du sulfate de cuivre, l'autre du bichromate de potasse; nous faisons varier les proportions des deux sels jusqu'à ce que les couleurs des deux faisceaux, ayant traversé l'un 6 mètres d'eau et l'autre 4 centimètres de solutions absorbantes, fussent les mêmes. Nous avons toujours pu reproduire exactement ainsi la couleur de l'eau ou des solutions placées dans les tubes.

Pour éliminer les poussières qui altèrent la couleur de l'eau, celle-ci était filtrée sur un manchon de collodion avant de pénétrer dans le tube; et la même précaution était prise pour toutes les solutions que nous avons étudiées. Elle est indispensable, l'eau non filtrée ayant une coloration plus verte que l'eau pure, comme l'ont montré les expériences de W. Spring ⁽¹⁾ dont nous avons pu vérifier les conclusions.

Première méthode. — Si la glace et l'hydrol n'ont pas la même couleur, la couleur de l'eau changera quand on y fera varier les proportions relatives de glace et d'hydrol. Il existe plusieurs moyens de modifier ces proportions; le plus simple consiste à faire varier la température. La chaleur, en effet, dépolymérise graduellement la glace en la transformant en hydrol. La couleur de l'eau devra donc dépendre de la température. Pour le vérifier, nous avons entouré le tube de 6 mètres, sur toute sa longueur, d'une hélice de fil métallique parcourue par un courant électrique, l'ensemble étant protégé contre le refroidissement par deux couches de ruban de feutre. Ce dispositif ne réalise pas une température tout à fait uniforme; mais, si on arrête le courant quand le tube est chaud, la distribution des températures pendant la période du refroidissement est assez régulière pour que le rayon lumineux passe sans altération. Nous n'avons cependant pu dépasser ainsi la température de 33°; la température la plus basse étant de 3°, les mesures ont montré que cet intervalle de 30° était suffisant pour mettre en évidence le changement de teinte.

D'après ces mesures, la couleur de l'eau à 0° (obtenue par extrapolation) est, pour une épaisseur de 6 mètres, égale comme nuance et comme intensité à celle d'une solution à 40,0 de $\text{SO}_4\text{Cu.5H}_2\text{O}$ sous une épaisseur de 2 centimètres; c'est-à-dire d'un bleu assez pur. A mesure que la température s'élève, la couleur devient plus pâle et tourne au vert; il faut, pour la reproduire, ajouter à la cuve

(1) *Arch. des sciences phys. et nat.*, t. XXV, p. 217; 1908.

de SO^4Cu une cuve de bichromate, et, à 35° , les 6 mètres d'eau équivalant à 2 centimètres de $\text{SO}^4\text{Cu} \cdot 5\text{H}^2\text{O}$ à 1,60/0 et 2 centimètres de $\text{Cr}^2\text{O}^7\text{K}^2$ à 0,025 0/0. Ces derniers nombres sont d'ailleurs un peu incertains, la mesure à cette température étant plus difficile que la mesure à froid.

En se refroidissant, l'eau reprend sa couleur bleue ; il s'agit donc bien d'une modification réversible commandée par la température. Comme l'effet de l'échauffement est de dépolymériser l'eau, c'est-à-dire de diminuer la quantité de glace en solution en augmentant celle d'hydrol, il est assez naturel de rapporter la variation de couleur à cette dépolymérisation ; d'après cela, l'eau contenant beaucoup de glace serait bleue, et l'eau en contenant peu ou pas, c'est-à-dire l'hydrol, serait verte ou jaune. La méthode suivie ne permet pas de préciser davantage la couleur de l'hydrol, car nous ne savons pas quelles sont, à chaque température, les proportions relatives des deux constituants de l'eau.

Deuxième méthode. — La quantité de glace existant dans l'eau est diminuée par l'addition d'un sel soluble : la couleur de l'eau doit donc être modifiée dans les dissolutions. En particulier, si ces dissolutions sont concentrées, elle ne contiennent presque plus de glace et doivent offrir la coloration de l'hydrol pur, à condition que le sel dissous soit lui-même incolore. L'étude de la coloration des solutions permet donc, elle aussi, de déterminer les colorations respectives de la glace et de l'hydrol.

La condition, que les sels dissous soient incolores, n'est peut-être pas aussi facile à réaliser qu'il semblerait au premier abord : car on appelle d'ordinaire sel *incolore*, un sel qui n'a pas de coloration sensible sous une épaisseur de 1 centimètre environ, tandis qu'il fallait dans nos expériences (où un tube de 6 mètres renfermait une solution à 10-15 0/0 en moyenne) qu'il en fût de même sous une épaisseur de 20 à 40 centimètres. Nous avons employé neuf sels différents, dont on trouvera la liste plus bas ; la longue durée des expériences, à cause de la nécessité de filtrer sur collodion toutes ces solutions, nous a seule empêchés d'en étudier davantage.

Ils nous ont tous donné le même résultat. Toutes les solutions, sans exception, sont plus vertes que l'eau pure à la même température. La différence entre la couleur de la solution et celle de l'eau n'est pas la même pour toutes : on en jugera par le tableau suivant, qui donne pour chaque sel la quantité en 0/0 de sulfate de cuivre

hydraté ou de bichromate à ajouter dans les cuves de 2 centimètres d'épaisseur pour passer de la couleur de l'eau à la couleur de la solution à la même température t .

Nom du sel, et concentration 0/0		0/0 $\text{SO}^4\text{Ca} \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	0/0 $\text{Cr}_2\text{O}_7\text{K}^2$	t
Chlorure de sodium.....	10	— 0,6	+ 0,003	16°
— calcium....	19	— 2,7	+ 0,030	18°
Nitrate de sodium.....	32	— 2,1	+ 0,015	18
Formiate d'ammonium..	15	0	+ 0,004	18°
Acétate de plomb.....	20	— 1,4	+ 0,02	26°
Sulfate de sodium.....	15	— 2,0	+ 0,015	21
— potassium....	8	— 0,6	+ 0,002	18
— magnésium..	13	— 1,8	+ 0,012	23°
Oxalate d'ammonium....	4	— 0,3	+ 0,004	13°

Les erreurs possibles étant environ 0,5 pour le sulfate de cuivre et 0,001 pour le chromate, on voit que les différences leur sont partout supérieures, sauf pour l'oxalate d'ammonium, sel peu soluble, et pour le formiate d'ammonium. Mais pour ces deux sels l'augmentation du bichromate est forte, de telle sorte qu'il n'y a aucun doute sur le sens du changement de nuance.

On pourrait supposer que ce verdissement est dû à la présence dans toutes les solutions d'impuretés colorées : car les solutions impures sont généralement jaunes, quelle que soit la substance principale qu'elles contiennent, les impuretés qu'on y rencontre étant toujours à peu près de la même nature ; et, d'autre part, la coloration de l'eau est tellement faible qu'il suffit, pour troubler les mesures, d'une quantité infinitésimale d'un colorant : de $\frac{1}{200.000.000}$ d'acide picrique par exemple. Il ne semble cependant pas que cette cause agisse, au moins dans tous les cas. D'abord, en ce qui concerne les impuretés minérales, la seule qui soit à redouter est le fer, et nous avons vérifié que les solutions n'en contenaient pas, ou seulement des traces trop faibles pour qu'on dût en tenir compte. Nous avons même pris soin de préparer le formiate d'ammonium au moyen d'acide formique distillé dans un appareil entièrement en verre, et saturé à froid de vapeurs ammoniacales ; et ce sel nous a donné le même résultat que les autres.

En ce qui concerne les impuretés organiques, nous les avons éliminées pour deux sels (NaCl et SO^4K^2) en fondant ces deux sels ¹

(1) De crainte que les sels fondus contiennent du platine pris au creuset (SO^4K^2 fondu attaque le platine), les solutions de sels fondus ont été additionnées de formol, pour réduire le sel de platine ; le métal réduit était arrêté par le fécule de collodion.

les points de fusion étant très élevés (800° et 1.070°), les matières organiques étaient certainement détruites, et pourtant nous avons retrouvé avec ces sels fondus exactement les mêmes nombres qu'avec les sels cristallisés. Pour les autres sels étudiés, la même méthode ne convenait pas ; mais il faut bien remarquer, d'abord, que le filtre de collodion suffisait presque sûrement à lui seul pour enlever les impuretés organiques colorées, ces impuretés provenant en général de produits pyrogénés ou putrésifiés, qui ne sont pas en solution véritable ; puis, que la présence d'une matière jaune dans les solutions augmenterait bien, il est vrai, la quantité de bichromate à mettre dans la cuve absorbante pour reproduire la couleur de la solution, mais ne diminuerait pas celle de sulfate de cuivre comme nous l'avons vérifié au moyen d'une solution très étendue d'acide picrique) ; or nous avons trouvé dans tous les cas, sauf un, qu'il fallait diminuer cette quantité de cuivre, de telle sorte que l'hypothèse de la présence de matières jaunes ne rend pas compte des faits. Pour toutes ces raisons, il ne semble pas qu'on puisse douter que le verdissement des solutions, par rapport à l'eau pure, est réellement dû à la présence du sel dissous et non pas à quelque cause accessoire. Quant aux valeurs numériques qui expriment le changement de couleur, nous ne leur accordons pas une très grande importance, n'ayant pas cherché à faire des mesures absolument précises : on pourra les tenir pour approximativement exactes.

Il nous reste à voir pourquoi les solutions, même pures, sont plus vertes que l'eau. Elles en diffèrent principalement par la quantité de glace qui y est moins grande : d'où une première explication, conforme à celle qui a été donnée à propos des résultats obtenus par la première méthode, et d'après laquelle la glace et l'hydrol n'ont pas la même couleur, la première étant bleue et le second vert clair. Cependant on pourrait aussi bien admettre que les sels que nous avons étudiés sont tous jaunes par eux-mêmes ; mais cette hypothèse semble peu vraisemblable, car il y a bien peu de probabilité pour que neuf sels très différents les uns des autres et pris au hasard dans des séries différentes soient tous jaunes ; et d'ailleurs, comme nous venons de le voir à propos des impuretés colorées, cette hypothèse même ne rendrait pas compte des faits. Il reste donc, comme explication la plus vraisemblable, la première : c'est que la couleur de l'eau passe du bleu au vert pâle à mesure que la glace qu'elle contient se dépolymérise. C'est le résultat commun de nos deux méthodes.

Conclusions. — Ces expériences rendent très probable que les molécules d'eau polymérisée (ou de glace) ont une couleur bleu pur ou même bleu violacé (car, même à 0°, l'eau est formée pour la plus grande partie d'hydrol, qui tend à la jaunir). L'hydrol lui-même est jaune verdâtre ou vert; sa couleur ne peut être établie que par approximation, en se fondant sur ce que les solutions les plus concentrées que nous avons étudiées (NaNO_3 et CaCl_2) ne contenaient presque plus de glace et avaient par suite, à peu près, la couleur de l'hydrol, en négligeant la couleur propre du sel, qui est probablement plus faible. Or ces solutions étaient toutes deux franchement vertes; l'hydrol serait d'après cela vert pâle, à peu près de la nuance des sels ferreux.

On remarquera que la couleur de la glace naturelle (des glaciers qui est bleue ou verte, n'est pas la couleur de la glace pure, à cause de la présence des poussières tombées avec la neige qui a formé cette glace; ces poussières peuvent colorer la glace sans en altérer visiblement la transparence.

Nous indiquerons en terminant une conséquence théorique des faits précédents, conséquence qui, prévue tout d'abord, a été le but véritable de nos recherches. De nombreuses méthodes ont été proposées pour l'étude de la constitution de l'eau et en particulier pour la détermination des proportions relatives, à toute température, de la glace et de l'hydrol dans l'eau. Aucune de ces théories n'est indépendante d'hypothèses. Au contraire, l'étude de la couleur de l'eau permet de résoudre la question par une voie purement expérimentale. Le spectre d'absorption de la glace étant différent de celui de l'hydrol, l'étude des variations du spectre d'absorption de l'eau, lorsque la température change, permettrait de les définir séparément, et des mesures spectrophotométriques donneraient alors directement la quantité de glace et d'hydrol à chaque température.

C'est cette étude que nous avons espéré faire, mais nous y avons provisoirement renoncé, à cause de la trop faible différence entre les deux spectres d'absorption, et de la nécessité correspondante d'opérer sur une épaisseur d'eau beaucoup plus grande, contenue dans un tube plus long; des difficultés matérielles s'opposent à l'installation de ce tube.

L'OSMOMÉTRIE DES SOLUTIONS SALINES ET LA THÉORIE D'ARRHENIUS (1);

Par M. Eugène FOUARD.

Je me suis proposé, dans les présentes recherches, d'appliquer aux solutions salines la méthode différentielle que j'avais mise au point dans l'osmométrie des substances organiques (2) et qui m'avait conduit à déterminer leurs poids moléculaires avec une grande précision. J'avais uniquement en vue, dans ce travail, une détermination pratique nouvelle, par le phénomène de l'osmose, des coefficients de dissociation électrolytique, conformes aux résultats de la conductibilité électrique, vérifiant simplement la théorie d'Arrhenius.

I. — Quelles sont les conditions du problème posé, dans le cas des sels ? La conception théorique actuelle de pression osmotique est reliée à celle de l'imperméabilité absolue d'une membrane, vis-à-vis des molécules dissoutes dans l'eau, les éléments du solvant pouvant seuls circuler à travers le septum.

En fait, cette cloison idéale, conférant à l'eau une propriété exclusive, n'existe pas : selon Pfeffer, le sucre de solutions aqueuses à titres supérieurs à 5 0/0 est diffusible à travers les membranes de précipités de Traube; celles-ci, avec Tammann, se laissent franchir par les molécules salines, à tel point qu'une solution de sulfate de potasse à 1 gramme 0/0, par exemple, abandonne à l'eau extérieure, d'après cet auteur, en dix minutes de contact, 1 centigramme de son sel, à travers une membrane de 85 centimètres carrés.

Du côté des membranes cellulaires vivantes, manifestant la propriété osmotique, la semi-perméabilité est aussi fictive; il doit en être ainsi, sinon on ne pourrait expliquer les échanges continus qui s'accomplissent, dans la nutrition d'une cellule, entre son protoplasme et le milieu ambiant; on peut, à la rigueur supposer que le siège de ces réactions mutuelles est uniquement confiné dans une zone périphérique, infiniment voisine de la surface de contact; malgré cette hypothèse, on ne conçoit pas l'accroissement interne de

1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 4^{er} décembre 1911.

2) *Comptes rendus Académie des Sciences*, t. CLII, p. 519, et t. CLIII, p. 759; *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 627 (juillet 1911); *Bulletin de la Société chimique*, 4^e série, t. IX-X, n° 13, p. 637 (15 juillet 1911).

glycogène d'une cellule, alimentée par des hydrates de carbone, ou la coloration localisée de granules protoplasmiques d'un leucocyte vivant, immergé dans une solution de rouge neutre, sans y voir une pénétration, à l'état dissous, d'autres éléments que ceux de l'eau, à travers l'épaisseur d'une cloison séparatrice.

A vrai dire, la conception de semi-perméabilité est uniquement issue des observations de Pfeffer, relativement à des solutions étendues d'un seul corps réellement dissous, le sucre de canne; elle n'est pas même applicable à la totalité des matières organiques: j'ai ainsi vérifié que des composés de cette classe tels que l'asparagine, l'hydroquinone, sont diffusibles à travers un même septum que ne peuvent traverser le glucose, le lactose, le maltose, la mannite, en solutions diluées.

La notion qui semble donc devoir se fixer, à l'examen des faits actuels, est que *toute membrane osmotique se comporte vis-à-vis des substances dissoutes, de telle sorte que les unes peuvent la franchir, alors qu'elle peut retenir les autres, la loi de sélection nous étant d'ailleurs actuellement inconnue.*

En tous cas, la semi-perméabilité absolue, dans le domaine expérimental, n'a aucune réalité objective: on peut donc s'étonner qu'elle serve uniquement à définir et à qualifier aujourd'hui les membranes par l'intermédiaire desquelles se révèle la fonction osmotique; celle-ci doit se rattacher à des propriétés générales non dégagées, jusqu'ici, des rares études entreprises sur ce sujet.

Dans ces conditions réelles, fort éloignées du type des conceptions primitives, l'osmométrie des solutions salines a-t-elle un sens défini? C'est bien par l'affirmative qu'on a résolu cette question en adoptant la méthode de de Vries et de Hamburger, qui utilise comme osmomètre une cellule vivante. Sans qu'on s'en soit jamais soucié, une diffusion, inhérente à la semi-perméabilité imparfaite, vient certainement ici modifier les milieux osmotiquement opposés; cependant, sans aucune hésitation, on accepte ses résultats pour constituer la seule base osmométrique expérimentale de la théorie des ions.

C'est là un appui contestable, et, suivant M. Dastre ⁽¹⁾, « le procédé comporte des incertitudes assez grandes sur les concentrations isotoniques ».

D'abord, celles-ci sont seulement établies par l'invariabilité de

(1) DASTRE, *Traité de physique biologique (l'Osmose)*, p. 565.

forme du protoplasme de la cellule immergée, observée au microscope dans un temps très court, quinze à trente minutes : c'est un caractère de vision, évidemment imprécis.

En outre, le taux d'isotonie est fixé arbitrairement entre deux concentrations distinctes, discontinues, pour lesquelles la déformation du protoplasme est invisible ou mal définie.

Enfin, toutes les membranes possèdent la propriété d'absorber électivement les éléments de la solution en contact, molécules dissoutes et molécules du dissolvant. Or les titres isotoniques de de Vries dérivent, nous venons de le rappeler, des concentrations c de la solution de chaque sel, telles qu'une cellule végétale immergée y conserve un protoplasme invariable ; en choisissant ce titre c , on suppose que la relation osmotique a lieu entre la solution employée et le protoplasme ; mais celui-ci est en contact avec un liquide tout différent, situé entre les deux membranes de la cellule, issu de la solution externe, qui a subi, en traversant l'enveloppe extérieure, une absorption d'autant plus intense qu'elle est à son début ; ce liquide réellement isotonique a un titre c' fort différent de c et le rapport $\frac{c}{c'}$ est extrêmement variable avec la nature du corps dissous ; l'adoption de ce titre c au lieu de c' , taux inconnu, est donc absolument erronée.

La méthode que j'ai mise au point dérive, selon la juste remarque de M. P. Girard (¹), de celle de de Vries, en ce sens qu'elle remplace une mesure directe de pression osmotique par la réalisation d'un équilibre entre deux pressions égales. Seulement, elle en évite les multiples imperfections :

En effet, au lieu d'une cellule de quelques μ de diamètre, renfermant un liquide protoplasmique fort complexe et de constitution inconnue, aux changements insaisissables, elle utilise une chambre osmométrique d'une capacité de 100 centimètres cubes, remplie d'une substance connue, d'un titre bien déterminé ; au lieu d'observer un vague changement de forme, on suit le déplacement du ménisque limitant le volume de cette solution interne, ce qui permet d'apprécier, près de l'équilibre, une variation osmotique de $\frac{1}{10.000}$ de centimètre cube sur 100 centimètres cube de liquide ; au lieu de conclure sur

¹ P. GIRARD et V. HENRI, *Comptes rendus Acad. Sc.*, t. CLIII, p. 947.

une suite de concentrations distinctes, discontinues, on aboutit à un équilibre, par la modification continue du titre de la solution extérieure; enfin, au lieu d'une indétermination complète du taux de corps dissous, par suite du phénomène d'absorption, on dispose ici d'un titre bien connu, constant, lorsqu'on a saturé la membrane par un contact prolongé de la dissolution.

Si, par surcroît, la diffusion à travers la membrane constitue, d'après notre conception actuelle du mécanisme de l'osmose, une cause d'erreur systématique, celle-ci est tout aussi imputable à la méthode de de Vries, et les deux techniques, à cet égard, sont passibles d'un jugement identique.

En réalité, il est facile de constater, au même point de vue, que la méthode actuelle constitue un progrès très notable sur celle de de Vries : effectivement, on n'évalue par celle-ci que des titres salins isotoniques vis-à-vis de milieux protoplasmiques naturels, correspondant toujours à une échelle de concentrations très limitée; tandis que, dans notre méthode différentielle, on peut obtenir une valeur moléculaire correspondant à une dilution quelconque. *Aussi, la diffusion du sel, dans les solutions les plus étendues qui ont été étudiées, devient si minime, pendant la durée d'une mesure, qu'elle cesse d'être dosable, cependant que l'équilibre osmotique reste défini avec une sensibilité pratiquement constante; à ces dilutions, vers $\frac{1}{40}$ de molécule-gramme par litre, les forces osmotiques sont considérables, de l'ordre d'une demi-atmosphère, alors que la diffusion, qui décroît proportionnellement au gradient de concentration, selon la loi de Fick, est devenue négligeable. Par conséquent, l'erreur hypothétique devient inappréciable, et cette considération fortifie le sens des conclusions expérimentales qui vont suivre.*

Enfin, je rappellerai que la préparation déjà décrite permet de réaliser sans insuccès une membrane de Traube; le collodion employé comme support de précipité est obtenu avec une nitrocellulose lavée à fond, neutre à tous indicateurs chimiques, et révélant à l'épreuve de l'osmose électrique une charge extrêmement minime, électro-négative comme tous les hydrates de carbone, celluloses et amidons. à structure colloïdale, sans que ceux-ci, bien entendu, soient naturellement alcalins.

La méthode consiste à équilibrer osmotiquement la solution intracellulaire du sel à étudier, de concentration fixe en grammes c , par

celle variable d'une solution de saccharose extérieure; quand les deux solutions sont cinétiquement équimoléculaires, la mesure polarimétrique du taux c' de saccharose donne alors la valeur moléculaire M du sel par la relation $\frac{M}{c} = \frac{342}{c'}$, conformément à la loi de Van't Hoff. Ce nombre M représente le poids moléculaire cherché, rapporté à celui (342) du saccharose, et on a vu avec quelle précision le procédé a été appliqué aux substances organiques.

Comment se caractérise, dans ces expériences, l'équilibre osmotique? Nous avons, au départ, une solution externe de sucre trop concentrée: un appel d'eau vers elle provient de la solution saline, dont le ménisque capillaire rétrograde brusquement. Une suite de dilutions du sucre ralentit peu à peu cette régression, jusqu'à ce que le but soit dépassé; l'appel d'eau a lieu alors vers la solution saline interne, dont le ménisque terminal s'éloigne de la cellule. On se rapproche désormais sans cesse de l'équilibre, par des additions alternées d'eau et de sucre de plus en plus réduites, jusqu'à l'immobilité du ménisque. *La concentration c en sucre, à laquelle on atteint alors, a donc bien une signification précise: elle est comprise entre deux concentrations c_1 et c_2 , aussi proches l'une de l'autre que l'on veut, pour lesquelles la circulation osmotique affecte les deux sens opposés.* Cet équilibre peut être observé plusieurs heures, sans modification, jusqu'au démontage de l'osmomètre; sa réalité dépend évidemment de la précaution qu'on a toujours prise de maintenir, entre le niveau de la branche horizontale du tube capillaire et la surface libre de la solution sucrée extérieure, une dénivellation verticale, excédant de 1 centimètre environ l'élévation du liquide dans le tube, due à sa tension superficielle. On a ainsi toujours constaté que la valeur M , obtenue à l'équilibre, est constante, quelle que soit la membrane, quelle que soit sa nature, gélatino-tannique, ferrocyanure cuivrique, ou issue de ces deux préparations superposées.

Il faut toutefois rappeler une condition nécessaire: j'ai déjà montré (¹) que, lorsqu'une solution est mise au contact d'une membrane neuve, celle-ci absorbe progressivement les molécules de substance dissoute, pendant plusieurs jours, jusqu'à ce qu'un équilibre de saturation soit atteint. Si, pendant ce temps, on effectue, à divers intervalles, des opérations de mesure, en remplaçant chaque

¹ *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 635 (août 1911).

fois la solution de contact par du liquide de réserve, on obtient des valeurs moléculaires qui diminuent progressivement. Lorsque l'absorption est terminée, le nombre auquel aboutit la mesure osmométrique devient constant; c'est celui qui a toujours été noté, dans les expériences antérieures sur les substances organiques, ou dans celles qui vont suivre, relatives aux sels étudiés.

II. — Le problème de l'osmométrie étant ainsi posé, dans le cas actuel, l'hypothèse de dissociation ionique exige, comme on le sait, que la pression osmotique, dans une solution conductrice d'un sel quelconque, soit supérieure à celle d'une substance organique, à concentration équimoléculaire. Schématiquement, considérons deux osmomètres contenant, l'un, une solution normale de saccharose, à 342 grammes par litre, l'autre une solution normale de chlorure de potassium ClK, à 74^g,5 par litre; suivant les théories admises, les pressions mesurées en colonnes d'eau devront être, pour le saccharose, de 230 mètres, pour le chlorure de potassium approximativement de 360 mètres. En supposant cette vérification réalisée, c'est-à-dire en acceptant l'identification cinétique d'Arrhénius entre un ion et une molécule simple, il faut admettre que si 342 grammes de sucre développent, comme molécule-gramme dans un litre, une pression de 230 mètres, la quantité 74^g,5 de ClK, développant une pression supérieure, est plus grande que la molécule-gramme cinétiquement active de ce sel, selon la loi de Van't Hoff. La fraction de ce nombre correspondant à une pression de 230 mètres sera le poids moléculaire osmotique de la solution normale de ClK; il en sera de même pour tout sel dissocié en ions : *la valeur moléculaire osmotique d'un sel doit être toujours plus petite que son poids moléculaire chimique.*

Avec la collaboration de M. de Tonnay-Charente, j'ai entrepris la vérification de cette conséquence sur les sels suivants, considérés comme très simples, d'une dissociation régulière décelée par la conductivité :

- 1° Chlorure de potassium ClK = 74,5 (cristaux anhydres);
- 2° Sulfate de cuivre SO⁴Cu = 139 (cristaux : SO⁴Cu,5H²O = 249 ;
- 3° Chlorure de baryum BaCl² = 208,3 (cristaux BaCl²,2H²O — 244,3);
- 4° Sulfate de potassium K²SO⁴ = 174,4 (cristaux anhydres).

Au lieu de la vérification attendue, nous avons obtenu les résultats suivants, dans lesquels M représente la valeur moléculaire osmotique

correspondant à chaque dilution du sel, c'est-à-dire au volume en litres de la molécule-gramme chimique, calculée par le poids du sel introduit.

KCl (M vrai 74,5)	Dilutions	1	2	4	6	12	24
	M	240	105	97,5	88,9	84,6	82,7
SO ⁴ Cu (M vrai 159)	Dilutions	1	2,49	4,15	8,30	16,60	
	M	274	192	176	163	160	
BaCl ² (M vrai 208,3)	Dilutions	1	5	10	20	40	
	M	226	240	323	321	323	
K ² SO ⁴ (M vrai 174,4)	Dilutions	2	10	20	40	80	
	M	160	97,3	68,5	64,5	61,7	

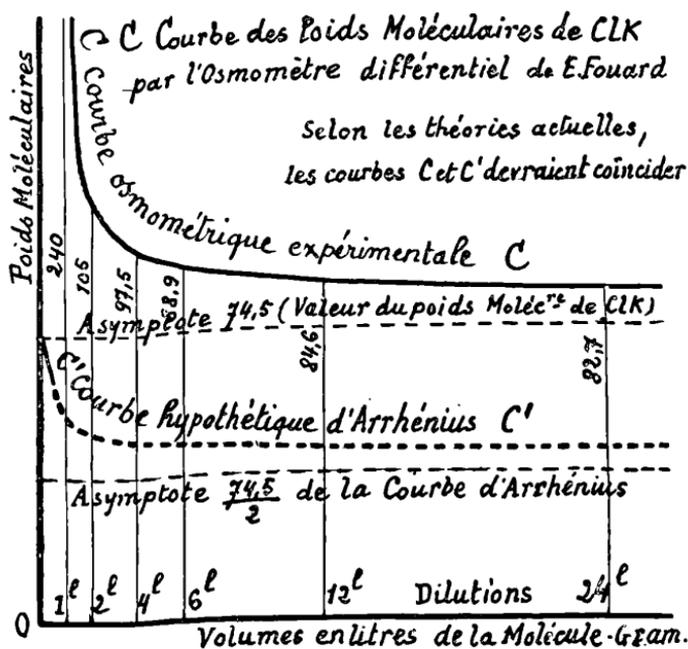


FIG. 1.

Ces nombres sont reliés par des courbes C, très régulières, obtenues en prenant pour ordonnées les M osmométriques et pour abscisses les dilutions exemple du CLK, courbe ci-dessus).

Comparons chacune d'elles à la courbe correspondante C' des poids moléculaires tirés des coefficients de dissociation électrolytique: on admet sans ambiguïté que les ions de ces sels sont K₊ et Cl₋, Cu₊₊ et SO₄⁼, Ba₊₊ et Cl₋, K₊ et SO₄⁼. Donc la plus haute

ordonnée de la courbe C' , correspondant à la dilution infiniment petite, ou ordonnée d'origine, est égale au poids moléculaire chimique exact; par le fait de la dissociation, croissante avec la dilution, l'ordonnée diminue en s'éloignant de l'origine; enfin l'ordonnée minima, c'est-à-dire l'asymptote de la courbe C' , correspondant à la dilution infinie, est, pour KCl et SO^1Cu , à 2 ions, $\frac{M}{2}$; pour les sels $BaCl^2$ et K^2SO^4 , à 3 ions, $\frac{M}{3}$. Selon les théories actuelles, il faut que la courbe osmométrique C , obtenue ici, inconnue jusqu'aux expériences présentes, coïncide avec cette courbe C' , bien entendu dans la région des dilutions élevées.

Or, le fait totalement imprévu, c'est que, pour les trois premiers sels ClK , $BaCl^2$, $CuSO^4$, cette coïncidence n'existe pas; les deux courbes sont, dans chaque cas, essentiellement distinctes. Et ce qui accentue plus encore cette divergence, c'est que, pour le K^2SO^4 , la coïncidence des courbes C et C' est parfaite; ce résultat a été cependant obtenu par la même technique expérimentale, avec les mêmes membranes qui nous ont donné les résultats discordants relatifs aux trois premiers sels.

Ainsi, pour le ClK et le $CuSO^4$, le M osmométrique à la dilution infinie, au lieu d'être la moitié du poids moléculaire chimique $\frac{74,5}{2}$, $\frac{159}{2}$, est exactement ce nombre total, 74,5 et 159; le résultat est identique ici à ce que l'on aurait obtenu pour une substance organique. Pour le $BaCl^2$, le cas est encore plus aberrant: l'ordonnée M , au lieu de décroître, part du M chimique 208, et croît jusqu'à un palier pour $M = 320$.

En résumé, pour les sels ClK , $CuSO^4$, $BaCl^2$, les M , qui devraient être tous plus petits, sont tous plus grands que le poids moléculaire chimique; par contre, ceux de K^2SO^4 rentrent dans la règle prévue jusqu'ici. En résumé, l'expérience osmométrique démontre que l'accord est parfait pour le sulfate de potassium, alors que, pour les sels ClK , $BaCl^2$, SO^1Cu , il y a désaccord absolu avec la théorie d'Arrhénus.

On peut d'ailleurs trouver dans les expériences de Pfeffer, relatives aux pressions osmotiques de solutions de nitrate de potasse, le même désaccord avec la théorie des ions et une concordance complète avec nos résultats actuels.

Rapportons ici, avec les titres (I) des solutions de Pfeffer et les pressions osmotiques (II) qu'il a obtenues expérimentalement, les grandeurs suivantes : 1° les pressions osmotiques théoriques (III), selon Van't Hoff, que présenterait chaque solution, en supposant que le nitrate, comme une matière organique, tel le saccharose, ne soit nullement dissocié ; 2° les pressions osmotiques théoriques (IV), selon Arrhénius, en tenant compte du coefficient de dissociation électrolytique ; 3° les valeurs (V) de M, poids moléculaire osmométrique, tirées simplement des pressions (II) expérimentales de Pfeffer :

I Titres 0/0 en NO ³ K.....	6 0/0	3,3 0/0	1,43 0 0	0,80/0
II Pressions osmotiques de Pfeffer.....	700 à 15°)	436,8 (à 13°)	218,5 (à 12°,9)	130,4 (à 13°,2)
III Pressions théoriques, selon Van't Hoff	1066	582	252	141
IV Pressions théoriques, selon Arrhénius	1550	1050	425	275
V M tirés des nombres (II.).....	154	134,7	116,6	109,2

Les pressions expérimentales (II) de Pfeffer sont grossièrement inférieures, non seulement à celles prévues par la théorie d'Arrhénius, mais aussi à celles qui découlent de la loi de Van't Hoff. Ses expériences, si invoquées pour le sucre, ont-elles été si défectueuses, dans le cas du sel ? Aucune critique, cependant, ne peut être formulée relativement à la préparation de la membrane : c'est toujours la même technique utilisée dans les expériences de Pfeffer.

De plus, si l'on calcule, avec la constante classique des gaz, le poids moléculaire M du NO³K tiré des pressions expérimentales (II) de Pfeffer, on obtient la suite (V) ; or, le M chimique exact du sel étant 101, tous les nombres (V) sont supérieurs à 101 ; mais, ce qui est plus suggestif, c'est qu'ils décroissent, en même temps que la concentration du sel et suivant une loi qui n'est pas quelconque ; *la suite obtenue tend nettement vers le poids moléculaire vrai* ; c'est là un résultat absolument inattendu, difficilement explicable par le seul concours du hasard. S'il y a des erreurs expérimentales, il est absolument singulier qu'au lieu de conduire à un résultat quelconque, elles aboutissent à une coïncidence aussi étrange, et dont la signification soit aussi simple, aussi précise et aussi identique à celle des essais présents.

III. — En adoptant le strict point de vue de la théorie d'Arrhénius, le fait établi par les expériences précédentes, qu'un sel, tel que ClK, CuSO⁴, ait pour poids moléculaire osmotique limite, à dilution

infinie, tel un corps organique, le véritable poids moléculaire chimique, peut être interprété logiquement de la façon suivante : les deux sels ne seraient pas dissociés en ions dans leurs solutions aqueuses lorsque celles-ci sont dans un état d'équilibre relatif.

Cependant la concordance parfaite concernant le sulfate de potassium conduit à la conclusion inverse : ce sel serait exactement dissocié dans ses solutions aqueuses en ions K_+ , K_+ et SO_4^{--} .

Le lien nécessaire, selon les théories actuelles, entre la conductibilité électrique et l'osmométrie, est, d'une part, complètement rompu, de l'autre, subsiste nettement, conformément à toutes les prévisions. Y aurait-il donc, à cet égard, plusieurs catégories de sels? Cependant une propriété aussi fondamentale que celle de l'ionisation doit être générale, incompatible avec toute exception, ou bien inexistante.

Si la théorie des ions nous était inconnue, on interpréterait, comme il suit, sans idée préconçue, d'une façon toute simple, la diminution obtenue dans la valeur moléculaire osmométrique de sels, tels que ClK , SO_4Cu , quand la dilution augmente :

Puisque, à l'extrême limite, on aboutit au vrai poids moléculaire, et non à une fraction de celui-ci, c'est que la dilution provoque non pas un fractionnement de la molécule simple, soit l'ionisation, mais une segmentation d'agrégats physiques plus complexe que la molécule unique et dont la dissociation aboutit, au maximum, à cette unité isolée, entière, en solution infiniment étendue. L'osmométrie révélerait ainsi l'existence de groupements moléculaires physiques dissous, selon l'hypothèse récemment mise par M. A. Colson⁽¹⁾, en regard de la conception ionique et qui, ainsi que nous le verrons plus loin, a déjà été implicitement exprimée par d'autres auteurs.

Au reste, cette notion purement physique, qu'il ne faut pas confondre avec celle de la polymérisation, impliquant l'existence de composés chimiquement distincts, complète l'analogie de la dissolution et de la vaporisation, dont l'idée a été émise et perfectionnée, depuis Gay-Lussac, W. Grosseteste⁽²⁾, Rosenstiehl⁽³⁾, jusqu'à la formule simple synthétique de Van't Hoff; on connaît bien, en effet, à l'état de vapeur, des agrégats moléculaires comme ceux d'iode, de

(1) A. COLSON, *Bulletin Soc. chimique*, 4^e série, t. IX-X, n° 42, p. 576 (20 juin 1911).

(2) W. GROSSETESTE, *Zeitschrift für Electro-Chemie*, n° 5 (1911), p. 188.

(3) A. ROSENSTIEHL, *Comptes rendus Acad. Sciences*, t. LXX, p. 617, et t. CLII, p. 1305.

soufre, de phosphore, d'acide acétique, par exemple. A ce point de vue, une solution d'une substance quelconque, organique ou saline, dans un solvant, présenterait les mêmes propriétés fondamentales qu'une solution d'un gaz ou d'une vapeur dans l'éther physique, sans en affecter de particulières ou d'exceptionnelles, comme l'ionisation. La notion d'ion elle-même ne serait pas, pour cela, atteinte; elle se retrouverait dans les deux cas sous une forme identique, tout au moins en admettant, ainsi qu'autrefois, que, dans la solution, cet élément puisse apparaître sous l'influence d'une énergie extérieure, comme l'effet d'un champ électrique.

Les osmométries du chlorure de baryum et du sulfate de potassium conduiraient à d'autres déductions :

Dans le cas du sel BaCl_2 , on obtient un accroissement de l'unité moléculaire cinétiquement active, quand la dilution augmente; cela est incompréhensible, si on l'attribue à une condensation intéressant seulement la substance saline; il est alors logique de l'imputer à une combinaison du sel et de l'eau dissolvante se développant quand la dilution augmente selon le sens prévu par la loi d'action des masses actives, jusqu'à formation totale d'un hydrate $\text{BaCl}_2 \cdot n\text{H}_2\text{O}$, dont la valeur moléculaire serait 320; ce qui est curieux, c'est que l'excès de 320 sur le nombre 208, valeur de BaCl_2 , correspondant sensiblement à $6\text{H}_2\text{O}$, on connaisse précisément l'hydrate $\text{BaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$.

Enfin, à défaut de l'hypothèse de dissociation ionique, que signifierait la limite fractionnaire $m = \frac{M}{3}$ du K_2SO_4 ? L'existence matérielle de cette unité osmotique $\frac{M}{3}$ devenant alors inconcevable, il faudrait supposer que l'unité osmotiquement active du saccharose n'est pas $\text{C}^{12}\text{H}^{22}\text{O}^{11}$, mais $(\text{C}^{12}\text{H}^{22}\text{O}^{11})^3$; la valeur m du K_2SO_4 serait donnée non plus par la proportion $\frac{m}{342} = \frac{c}{c'}$, mais par la suivante :

$\frac{m'}{3 \times 342} = \frac{c}{c'}$; on aurait alors $m' = 3m = M$ du sel K_2SO_4 . La particule saline ne contiendrait ainsi d'autre unité que la molécule entière; mais il faudrait alors multiplier de même l'agrégat élémentaire des sels KCl , CuSO_4 ; enfin, il faudrait supposer que l'effet cinétique de n particules $(\text{C}^{12}\text{H}^{22}\text{O}^{11})^3$ est le même que celui de $3n$ molécules $\text{C}^{12}\text{H}^{22}\text{O}^{11}$. L'expérience osmométrique démontrerait de la sorte la stabilité de la particule organique $(\text{C}^{12}\text{H}^{22}\text{O}^{11})_p$, com-

280 FOUARD. — OSMOMÉTRIE DES SOLUTIONS SALINES
parativement à celle des éléments complexes du type salin, dissociables en groupements de complexité décroissante.

Cet essai d'interprétations, évidemment provisoire, destiné à être infirmé, modifié ou raffermi par une extension de nos mesures osmométriques à d'autres sels, tendrait, en tous cas, à une identification plus complète des deux notions concrètement distinctes de vapeur et de corps dissous. Les influences dissociantes de la pression et de la température deviendraient, dans les deux cas, absolument les mêmes, sans mécanisme spécial à l'un des deux états.

IV. — La valeur expérimentale des mesures que nous venons de décrire repose sur l'existence d'un équilibre osmotique défini précédemment, et au sujet duquel diverses objections ont été formulées.

Selon M. V. Henri, la diffusion progressive des molécules salines suffirait à elle seule pour expliquer les résultats dissidents rapportés ici.

Avec M. P. Girard, un phénomène d'osmose électrique, perturbant la marche de l'osmose normale, représenterait notre cause d'erreur fondamentale.

Enfin, d'après M. Langevin, les valeurs numériques actuelles sont en désaccord avec le principe de Carnot.

Nous remarquerons que, pour justifier les causes d'erreurs invoquées, il est absolument nécessaire d'expliquer en même temps les deux points suivants, dont la singularité ne peut échapper à l'examen :

1° Dans le cas du sulfate de potassium, il n'apparaît aucune divergence avec les principes, ni avec les théories en cours : il faut donc, ou bien que lesdites erreurs s'équilibrent exactement, ou bien qu'elles soient inexistantes ;

2° Dans le cas des autres sels, les erreurs hypothétiques s'harmonisent parfaitement pour constituer des valeurs moléculaires, non quelconques et dénuées de tout sens physique, mais douées d'une signification simple, précise, autorisant une interprétation susceptible de rattacher les faits actuels à d'autres déjà connus.

Comment faut-il concevoir des coïncidences aussi étranges de ces causes aberrantes ?

Quant au conflit théorique, il existerait ici, non avec le principe de Carnot, mais, ce qui est très différent, avec une de ses applications, selon le raisonnement de W. Nernst : il suppose une identité absolue entre le dispositif schématique de Nernst et celui de l'expérience réalisée avec une cloison osmotique, membrane de précipite

ou membrane cellulaire. On conviendra aisément que le phénomène de l'osmose, dans son mécanisme essentiel, est encore assez profondément inconnu pour mériter une étude expérimentale. Nous croyons préférable de continuer la recherche dans cette voie et de subordonner tout raisonnement à une connaissance plus précise des faits.

Ce travail a été poursuivi avec la collaboration de M. de Tonny-Charente; je lui en exprime ici mes bien sincères remerciements.

PRINCIPE DE MINIMUM DANS LES PHÉNOMÈNES ÉLECTRODYNAMIQUES
ET ÉLECTROMAGNÉTIQUES ;

Par M. MICHEL PETROVITCH.

On peut résoudre tout problème de la Dynamique en cherchant les valeurs des accélérations rendant à chaque instant minimum une certaine fonction R du second degré par rapport à celles-ci et dont M. P. Appell a indiqué la loi de formation.

Cette fonction est de la forme :

$$R = S - \sum Q_k q'_k$$

où S est l'énergie d'accélérations, ne dépendant que du système, les facteurs Q_i dépendant des forces appliquées.

Dans le mouvement naturel, les accélérations q''_k sont à chaque instant celles qui rendent R minimum à cet instant; cette propriété conduit directement aux équations de M. P. Appell :

$$\frac{\partial S}{\partial q'_1} = Q_1 \quad \dots \quad \frac{\partial S}{\partial q'_n} = Q_n.$$

Ces conditions s'étendent à des phénomènes physiques, et j'indiquerai ici les expressions jouant le rôle de S, Q, R, q_i dans le cas de divers phénomènes électriques.

I. Dans un système de n circuits immobiles et indéformables, munis de piles et d'électrolytes comportant les forces électromotrices E_1, \dots, E_n , les résistances R_1, \dots, R_n , les coefficients d'induction mutuelle M_{12}, M_{13}, \dots , les coefficients de self-induction L_1, \dots, L_n et les intensités de courants i_1, \dots, i_n , on aura :

$$\begin{aligned} 2S &= \sum (L_k i_k^2 + 2M_{kj} i_k i_j), \\ Q_k &= E_k - R_k i_k, \\ i_k &= q'_k, \quad i''_k = q''_k, \end{aligned}$$

q_k étant la quantité d'électricité débitée dans le $K^{i\text{ème}}$ circuit et le rôle des accélérations étant joué par les vitesses de changement des intensités de courants.

II. Dans le cas de deux circuits de forme invariable, dont l'un C est animé d'un mouvement de translation rectiligne, à paramètre de mobilité x et de masse m , on aura :

$$2S = mx'^2 + L_1 i_1'^2 + L_2 i_2'^2 + 2M_{12} i_1' i_2' + \frac{dm_{12}}{dx} (x' i_2' i_1 + x' i_1' i_2 - i_1 i_2 x'),$$

$$Q_1 = F, \quad Q_2 = E_1 - R_1 i_1, \quad Q_3 = E_2 - R_2 i_2,$$

où F est la force mécanique produisant la translation du circuit mobile, le rôle des q_k étant joué par le paramètre de mobilité et les quantités d'électricité débitées dans les deux circuits, celui des q'_k par l'accélération du circuit mobile et les vitesses de changement de i_1 et i_2 .

III. Supposons, dans le cas précédent, que le circuit C soit immobile, mais qu'il se déforme de la manière suivante : une partie en est fixe, ouverte et prolongée par deux fils ; un bout de fil mobile fait le pont entre ces deux fils et se déplace par une translation parallèle à ceux-ci.

On aura, m et x étant la masse et la coordonnée du bout de fil mobile :

$$2S = mx'^2 + L_1 i_1'^2 + L_2 i_2'^2 + 2M_{12} i_1' i_2' - \left(\frac{dL_1}{dx} i_1^2 + 2M_{12} i_1 i_2 \right) x''$$

$$+ 2 \left(\frac{dL_1}{dx} i_1 + \frac{dM_{12}}{dx} i_2 \right) x' i_1 + 2 \left(\frac{dL_2}{dx} i_2 + \frac{dM_{12}}{dx} i_1 \right) x' i_2,$$

avec les mêmes expressions des Q_k que dans le cas précédent.

IV. Supposons qu'on approche d'un aimant un circuit défini par les éléments (i, R, L, E) , dont la coordonnée de mobilité soit x , la force produisant le déplacement du circuit étant F et le flux d'induction à travers le circuit, dû à l'aimant, étant Φ . On aura :

$$2S = mx'^2 + L_1 i'^2 - \frac{d\Phi}{dx} i x'' + \frac{d\Phi}{dx} x' i',$$

$$Q_1 = F, \quad Q_2 = E - Ri.$$

Les équations de M. Appell, formées à l'aide de telles fonctions S et Q_k , s'accordent avec celles régissant les modifications mécaniques et électriques dans les phénomènes considérés (1).

(1) Comparer avec les équations dans : CARVALLO, *l'Electricité déduite de l'expérience* (Scientia, n° 19).

D'ailleurs, les équations générales de Maxwell, mises convenablement sous la forme des équations de M. P. Appell, permettent d'énoncer un principe général de minimum, régissant les phénomènes électrodynamiques et électromagnétiques, dont les cas précédents ne sont cités qu'à titre d'exemples.

SUR LA THÉORIE THERMODYNAMIQUE DE L'ADSORPTION;
APPLICATION A L'ÉLECTRISATION DE CONTACT⁽¹⁾;

Par M. A. GRUMBACH.

I.

Les phénomènes d'adsorption sont caractérisés par l'accumulation ou la raréfaction d'une substance à la surface de séparation de deux milieux.

L'étude de l'adsorption peut prendre un aspect très différent suivant la nature des quantités directement accessibles à l'expérience⁽²⁾.

Le cas théoriquement le plus simple est celui du contact fluide-solide : adsorption des gaz par les corps poreux, adsorption d'une substance dissoute dans un liquide par un solide à grande surface. On peut alors mesurer directement la quantité de matière adsorbée dans une solution de concentration connue ; après une période variable qui est parfois très longue (M. G.-C. Schmidt a observé des durées d'établissement de 196 heures), le système atteint un état d'équilibre caractérisé par une certaine valeur u de la quantité de matière adsorbée par unité de surface. Si N est le poids total de la matière adsorbable, S la surface active, V le volume du fluide contenant la substance adsorbable, x la concentration volumétrique de celle-ci :

$$N = Vx + Su.$$

On trouve que u varie avec x et qu'à chaque valeur déterminée de x correspond une valeur de u qui, une fois le régime permanent

¹ Communication faite à la Société française de Physique séance du 1^{er} décembre 1911.

² Sur l'adsorption, voir FREUNDLICH, *Kapillarchemie* : G.-C. SCHMIDT, *Z. f. ph. Ch.*, t. LXXIV, 1910, p. 689 ; t. LXXVII, 1911, p. 641 ; MARC. *Ibid.*, t. LXXVI, p. 58, 1911 ; ARRHENIUS, *les Suspensions et les Phénomènes d'adsorption* *Revue scientifique*, 15 avril 1914).

atteint, est indépendante du chemin suivi pour passer d'une concentration à une autre.

Si, par exemple, on trempe de la terre d'infusoires agglomérée dans de l'eau sucrée concentrée, la matière poreuse se gorge de sucre ; qu'on la porte ensuite dans de l'eau sucrée étendue, une certaine quantité du sucre adsorbé échappera. La quantité adsorbée sera plus faible que précédemment. u est fonction de x et le phénomène d'adsorption est ici pratiquement réversible ; il ne s'agit, bien entendu, que du régime permanent.

Les résultats d'un très grand nombre d'expériences d'adsorption (absorption des gaz, adsorption de substances dissoutes étudiées par Van Bemmelen et par Freundlich) sont assez bien représentés par l'équation :

$$(1) \quad u = kx^p,$$

où k et p sont des constantes caractéristiques du corps absorbable, pour un absorbant donné ; p varie d'ailleurs relativement peu d'un corps poreux à un autre, pour le même corps actif.

Cette relation empirique présente une certaine analogie avec la relation d'action de masses ; il n'est donc pas étonnant qu'elle ne soit valable que dans un intervalle assez restreint et pour de grandes dilutions. De plus, elle ne rend pas compte du maximum d'adsorption observé par M. Marc et par M. Schmidt, qui a proposé l'équation suivante :

$$Sx = Keu^{(1)}.$$

En réalité, l'expérience seule indique la formule à choisir ; quand on ne rencontrera pas de maximum d'adsorption et que la concentration sera faible, on pourra essayer l'équation de Freundlich.

II.

Une seconde catégorie de phénomènes d'adsorption est celle où la quantité de matière adsorbée n'est pas directement mesurable, mais où l'adsorption modifie certaines propriétés de la surface : tel est le cas des phénomènes capillaires ; en particulier, la tension superficielle de l'eau est diminuée par la dissolution d'un grand nombre de substances organiques. Ces mêmes solutions sont capables de

(1) Voir ce volume, p. 261.

de former une mousse persistante due, comme l'ont montré des mesures directes, à l'accumulation du corps dissous à la surface.

La tension superficielle étant numériquement égale à l'énergie utilisable par unité de surface, nous nous trouvons en présence d'un cas particulier du problème suivant : trouver une relation entre l'énergie utilisable superficielle, la quantité de matière adsorbée par unité de surface et sa concentration volumétrique. Une fois la relation trouvée, si l'énergie utilisable est accessible directement, comme dans le cas de la capillarité, nous pourrions en déduire la relation d'adsorption :

$$u = f(x).$$

Le problème n'est pas résolu dans le cas général ; d'abord le phénomène dépend du temps, comme nous l'avons vu plus haut ; la théorie établie indépendamment par Gibbs et par J.-J. Thomson ne peut, par sa nature thermodynamique même, s'appliquer qu'à des états d'équilibre. On devra donc supposer le régime permanent atteint.

D'autre part, la théorie des solutions n'est guère constituée que dans le cas d'une grande dilution, le seul où le travail osmotique dépensé dans une variation de concentration ait une expression simple et bien connue. De plus, on n'aura pas alors à tenir compte des phénomènes tels que la contraction des mélanges d'eau et d'alcool qui viendraient compliquer le problème.

Nous traiterons donc le cas restreint des solutions diluées, la surface active étant formée physiquement et chimiquement depuis un temps assez grand pour que l'équilibre soit atteint ; nous supposons que, par une variation infiniment petite de concentration, on puisse passer d'un état d'équilibre à un autre état d'équilibre infiniment voisin.

Le théorème de Gibbs-Thomson (1) peut s'énoncer de la manière suivante :

Si l'énergie utilisable superficielle croît avec la concentration, celle-ci est moindre à la surface qu'à l'intérieur ; si l'énergie utilisable superficielle décroît quand la concentration augmente, il y a au contraire accumulation du corps dissous à la surface.

1) GIBBS, *Scientific Papers*, t. I, p. 229 ; J.-J. THOMSON, *Appl. of dynamics to ph. and chem.*, p. 191 ; EMSLANDER et FREUNDLICH, *Z. f. ph. Ch.*, t. XLIX, 1904, p. 317 passage de la formule de Thomson à celle de Gibbs. Des théories différentes ont été proposées par Lagergren et aussi par M. J. Duclaux dans le cas de l'absorption des gaz.

Toutes les démonstrations supposent essentiellement que la couche superficielle, qu'il s'agisse d'une surface de séparation entre deux fluides ou entre un fluide et un solide, jouit des mêmes propriétés que l'intérieur du liquide au point de vue osmotique. On peut alors chercher l'origine de la variation d'énergie utilisable de la surface dans le travail osmotique des molécules dissoutes passant du centre à la périphérie; dans le cas d'un gaz, il s'agirait du travail de compression correspondant.

On applique sans difficulté les démonstrations de Gibbs ou de J.-J. Thomson à des surfaces rigides ou flexibles; la méthode de Gibbs ayant l'avantage de mettre en évidence toutes les hypothèses, c'est elle que nous emploierons. Pour fixer les idées, nous supposons qu'il s'agit de l'adsorption d'un corps non dissociable en ions dissous dans un liquide. (Nous supposerons la surface active égale à l'unité.)

Si par un procédé isotherme et réversible, au moyen d'un piston et d'une paroi semi-perméable, par exemple, on fait varier la concentration, la quantité de dissolvant variera de dm_1 molécules-grammes, celle du corps dissous de dm_2 ; l'entropie variera de $d\eta$. La variation d'énergie totale sera :

$$dU = Td\eta + \mu_1 dm_1 + \mu_2 dm_2,$$

où T est la température absolue; μ_1 , μ_2 désignent les potentiels chimiques de l'eau et du corps dissous.

On peut décomposer la variation d'énergie en deux parts : la variation de l'énergie dans la masse du liquide et à la surface :

$$dU = dU_m + dU_s.$$

On peut écrire :

$$\begin{aligned} d\eta &= d\eta_m + d\eta_s, \\ dm_1 &= dm_{1,m} + dm_{1,s}, \\ dm_2 &= dm_{2,m} + dm_{2,s}. \end{aligned}$$

On en déduit immédiatement :

$$dU_s = Td\eta_s + \mu_1 dm_{1,s} + \mu_2 dm_{2,s}.$$

On sait en effet que, dans un système en équilibre, le potentiel chimique d'un composant a une valeur unique pour toutes les phases.

Il s'ensuit que l'énergie utilisable de la solution sera une fonction de la température et des potentiels chimiques : $\psi(\mu_1, \mu_2, T)$; son ex-

pression développée sera :

$$\psi = U - T\tau_1 - \mu_1 m_1 - \mu_2 m_2.$$

En différentiant :

$$d\psi = -\tau_1 dT - m_1 d\mu_1 - m_2 d\mu_2.$$

On peut, d'autre part, décomposer l'énergie utilisable en deux parties, l'une relative au centre, l'autre à la surface active :

$$\psi = \psi_M + \psi_S.$$

En raisonnant comme précédemment, on trouve :

$$\begin{aligned}\psi_S &= U_S - T\tau_{1s} - \mu_1 m_{1,s} - \mu_2 m_{2,s}, \\ d\psi_S &= -\tau_{1s} dT - m_{1,s} d\mu_1 - m_{2,s} d\mu_2.\end{aligned}$$

τ_{1s} est l'excès d'entropie à la surface par centimètre carré, $m_{1,s} = m_1 - m_{1,M}$ est le nombre de molécules du solvant accumulées à la surface, $m_{2,s}$ a un sens analogue.

Pour préciser, si le volume de la solution est V , S la surface active, x la concentration volumétrique,

$$m_2 = m_{2,M} + m_{2,s} - Vx + m_{2,S}.$$

Quand, par un processus isotherme et réversible, nous faisons varier la concentration, comme la solution est très diluée, nous pouvons admettre que le potentiel chimique μ_2 varie seul⁽¹⁾, et l'on aura simplement, pour un déplacement d'équilibre infiniment petit :

$$d\psi_S = -m_{2,s} d\mu_2.$$

D'autre part, les lois de Wüllner et de Pfeffer-Vant'Hoff s'appliquant, une formule connue donne :

$$d\mu_2 = RT \frac{dx}{x},$$

ou R est la constante d'Avogadro.

Nous en tirons :

$$d\psi_S = -RT m_{2,s} \frac{dx}{x},$$

¹ S'il y a un second corps dissous à une grande dilution maintenue constante, il suffit d'introduire un terme $\mu_3 m_3$, qui disparaît comme $\mu_1 m_1$.

ou

$$m_{2,s} = - \frac{x}{RT} \frac{d\psi_s}{dx}$$

La proposition est démontrée; en effet, si

$$\frac{d\psi}{dx} > 0, \quad m_{2,s} < 0.$$

Si

$$\frac{d\psi_s}{dx} < 0, \quad m_{2,s} > 0.$$

La première inégalité signifie que la partie centrale de la solution s'enrichira non seulement par répartition à égal volume de la quantité de corps dissous ajouté, mais encore par des molécules provenant de la paroi du tube.

Dans le second cas, il y aura au contraire appel de molécules dissoutes vers la paroi du tube.

$m_{2,s}$ est d'ailleurs identique à la quantité u de l'égalité écrite dans le premier paragraphe :

$$N = Vx + Su.$$

On a donc (en supprimant l'indice S) :

$$(1) \quad \hat{\alpha}\psi = - RT \frac{udx}{x},$$

d'où

$$2 \quad \psi_0 - \psi = RT \int_0^x \frac{udx}{x},$$

où ψ_0 est l'énergie utilisable superficielle du dissolvant pur, ψ celle de la solution de concentration x .

La tension superficielle des solutions aqueuses de non-électrolytes est assez bien représentée par une équation de la forme :

$$\psi_0 - \psi = sx^p;$$

il s'ensuit que ν et x sont liés par une relation :

$$u = kx^p.$$

La théorie précédente se vérifie bien dans le cas où la tension su-

perficielle du corps dissous est inférieure à celle du dissolvant; u n'a pas en effet de limite supérieure.

Dans le cas contraire, où il y a appauvrissement à la surface $u < 0$, la plus grande variation correspond à l'existence du dissolvant pur à la surface; les expériences, qui doivent être faites à une grande dilution, ne donnent guère d'exemple d'application de l'équation (1).

Les considérations précédentes ne peuvent s'appliquer sans de grandes restrictions aux électrolytes.

Quand la solution est étendue, on conçoit que les ions puissent être adsorbés individuellement. Dans le cas de l'adsorption par un solide plongé dans un électrolyte, Van Bemmelen a même constaté une hydrolyse de certains sels par adsorption différente des ions constituants⁽¹⁾. De plus, les phénomènes de contraction (électrostriction) prennent une importance énorme dans les électrolytes, de sorte que la théorie précédente est insuffisante. La tension superficielle des électrolytes croît avec la concentration; quand celle-ci est suffisamment forte, la loi est linéaire; on connaît mal la partie de la courbe voisine de l'origine; mais, même dans cette région, l'adsorption ne joue probablement plus le rôle prépondérant que nous lui avons attribué précédemment.

C'est donc au cas restreint de corps solubles non dissociés en ions qu'on peut appliquer facilement la théorie de Gibbs-Thomson. Il en est ainsi dans le travail que nous allons résumer maintenant⁽²⁾.

III.

Je m'étais proposé de rechercher si les corps solubles non conducteurs pouvaient influencer sur l'électrisation de contact à la surface de séparation d'un diélectrique et d'un électrolyte.

Ce sont ici les phénomènes électrocinétiques (endosmose électrique, forces électromotrices de filtration, transport de suspensions dans un champ électrique) qui permettent d'atteindre la couche électrique. La surface de séparation est rigide, tandis que dans les phénomènes électrocapillaires l'électrisation de contact dépend,

¹ VAN BEMMELLEN, *Journ. für prakt. Chem.*, XXIII, p. 342 (1881).

² GRUBBACH, *Contribution à l'étude de l'électrisation de contact* (thèse de doctorat, Paris, Gauthier-Villars, 1911; et *Annales de Chimie et de Physique*, [8], t. XXIV, p. 433 décembre 1911).

comme l'a montré M. Lippmann, de l'énergie de la surface déformable. Ici, au contraire, toutes les variables sont d'origine chimique, et l'emploi des non-électrolytes permet d'éliminer, autant que possible, les phénomènes d'ionisation qui compliqueraient le problème.

Quand un électrolyte filtre à travers un diaphragme constitué par une matière non conductrice, il s'établit, de part et d'autre du diaphragme, une force électromotrice E proportionnelle à la pression P , à la résistivité ρ du liquide et en raison inverse de la viscosité η de celui-ci :

$$E = \mathfrak{N} \frac{\rho}{\eta} P.$$

Cette même constante \mathfrak{N} figure, comme on sait, dans l'expression du rapport du débit Φ à l'intensité I du courant électrique, dans l'osmose électrique à travers le même diaphragme, phénomène réciproque du précédent :

$$\Phi = \mathfrak{N} \frac{\rho}{\eta} I.$$

\mathfrak{N} est, dans la théorie de Helmholtz, le moment de la couche électrique :

$$\mathfrak{N} = \frac{\varepsilon}{4\pi} = q\delta$$

(ε , différence de potentiel au contact ; q , densité électrique superficielle ; δ , épaisseur de la couche électrique). Tous les phénomènes d'électrisation de contact étant supposés limités à des distances de l'ordre intermoléculaire, la constante diélectrique ne figure pas dans cette expression, non plus qu'en électrocapillarité.

Le moment de la couche double qui définit l'électrisation de contact est calculable en fonction des données expérimentales au moyen de la double relation :

$$\mathfrak{N} = \frac{E}{P} \frac{\eta}{\rho} = \frac{\Phi}{I} \frac{\eta}{\rho}.$$

Sous cette forme, les deux expressions du moment électrique ne contiennent aucun facteur géométrique ; autrement dit, quand on mesurera des forces électromotrices de filtration, il faudra employer l'électromètre. Au contraire, c'est le galvanomètre qui, dans les mesures d'osmose électrique, permettra de s'affranchir de toute mesure de section, largeur de tube ou épaisseur de diaphragme.

Pour que la résistivité ρ ait une valeur déterminée, il faut dissoudre le corps non conducteur, non pas dans de l'eau distillée, mais dans une solution saline de titre connu. Aussi ai-je opéré de la manière suivante : on compare à une solution aqueuse millinormale de chlorure de potassium une solution de même sel au même titre total, où un certain nombre de grammes d'eau sont remplacés par une masse égale de corps soluble non conducteur. Pour cette dernière liqueur, on a :

$$\partial\mathcal{R} = \frac{E}{P} \frac{\eta}{\rho};$$

pour la solution exempte de matière organique .

$$\partial\mathcal{R}_0 = \left(\frac{E}{P}\right)_0 \frac{\eta_0}{\rho_0};$$

d'où

$$y = \frac{\partial\mathcal{R}}{\partial\mathcal{R}_0} = \frac{\frac{E}{P}}{\left(\frac{E}{P}\right)_0} \frac{\eta}{\eta_0} \frac{\rho_0}{\rho} = \frac{\frac{E}{P}}{\left(\frac{E}{P}\right)_0} \frac{z}{r},$$

avec

$$z = \frac{\eta}{\eta_0}, \quad r = \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{\gamma_0}{\gamma} \quad (\gamma, \text{conductibilité}).$$

L'appareil était constitué par un tube de verre formant siphon étiré après lavage à l'acide chromique bouillant qui élimine toute trace de poussière organique et rinçage à l'eau distillée. Le tube fait communiquer deux flacons, dont l'un est réuni à un compresseur et a un manomètre ; le liquide contenu dans l'autre se trouve à la pression atmosphérique (*fig. 1*). Dans chaque flacon plonge une électrode impolarisable d'argent recouvert de chlorure d'argent⁽¹⁾. Le chlorure d'argent lui-même m'a servi à sceller le fil préalablement chloruré à l'extrémité du tube de verre. L'électromètre capillaire est employé comme instrument de zéro.

Les expériences préliminaires faites sur une solution contenant 36 grammes de phénol et $\frac{\text{KCl}}{1.000} = 0^{\text{e}},0746$ pour 1.000 grammes me montrèrent que le rapport $y = \frac{\partial\mathcal{R}}{\partial\mathcal{R}_0}$ était voisin de 0,8²⁾.

¹ Voir D'ARSONVAL, *Arch. de Physiol. norm. et path.*, juillet 1889, n° 3.

² *Comptes rendus*, CXLIX, p. 846; 1909. — La solution phéniquée a la même conductibilité électrique que la solution minérale pure.

Une fois l'existence du phénomène établie, j'ai étudié les solutions d'alcools méthylique, éthylique, isobutylique et de phénol.

La première opération est l'étalonnage de l'appareil, c'est-à-dire la mesure de la force électromotrice de filtration par unité de pressions quand on fait filtrer la solution pure au titre $\frac{\text{KCl}}{1.000}$ pour 1.000 dans le tube capillaire. On rencontre le phénomène de baisse de la force électromotrice signalé autrefois par M. Quincke. Le nombre resté invariable pendant dix jours m'a servi de base comparative dans les expériences ultérieures.

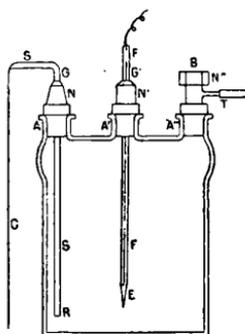


FIG. 1.

S, siphon terminé par le capillaire C; — G, golaz; — N, N', N'', pièces de nickel mastiquées avec du golaz dans les tubulures rodées A, A', A''; — E, électrode fixée à l'extrémité du tube de verre F; — B, bouchon à six pans à garniture de fibre; — T, tubulure latérale communiquant avec une source d'air comprimé et un manomètre.

Voici, par exemple, les nombres obtenus le neuvième jour :

E (10 ⁻⁴ daniell)	P (cm de mercure)	$\frac{E}{P}$
3 320	54,7	60,6
3 980	64,5	61,7
4 740	77,0	61,5
5 490	89,0	61,7
6 330	102,3	61,3

On trouve ainsi :

$$a_0 = \frac{E}{P} = 0,00612 \text{ daniell-centimètre de mercure à } 18^\circ;$$

coefficient de température : — 0,0036 par degré (1). a_0 est connu ainsi à $\frac{1}{200}$ près.

Une fois l'appareil étalonné, on le vide par siphonnage, on le lave avec le second liquide à expérimenter et, une fois qu'il est rempli, on établit une pression pour chasser le premier liquide qui occupe encore le siphon capillaire ; on perd les premières portions qui s'écoulent, et l'appareil est alors prêt à fonctionner.

L'allure du phénomène est compliquée par la présence du corps non conducteur dissous. Au lieu d'une baisse régulière jusqu'à une valeur limite, la courbe représentant la force électromotrice par unité de pression en fonction du temps présente un maximum ; après quelques oscillations, elle baisse plus lentement qu'elle n'est montée et finit par se fixer à une valeur voisine du nombre observé immédiatement après le remplissage. On continue les mesures avec la même solution, jusqu'à ce que la constante de proportionnalité demeure la même plusieurs jours de suite. J'ai été ainsi souvent conduit à faire durer plusieurs semaines une même expérience, de sorte que l'étude d'une solution est une opération très longue.

Nous rassemblons ici tous les résultats obtenus et les valeurs de

$$y = \frac{\partial \pi}{\partial \pi_0} \text{ qu'on en déduit (2).}$$

1. — *Alcool méthylique (18°, 2).*

concentration moléculaire pour 1.000 gr. de solution	$\frac{E}{P}$ en 10^{-4} daniell cm de mercure	$z = \frac{\pi}{\pi_0}$	$\frac{y}{\gamma_0}$	y
0	61,2	1	1	1
0,542	57,1	1,038	0,979	0,948
0,672	56,4	1,047	0,971	0,937
1,00	54,2	1,072	0,950	0,901
1,45	51,0	1,11	0,943	0,874
2,00	48,9	1,170	0,929	0,869
3,11	42,3	1,28	0,783	0,693

1 Cette valeur du coefficient de température est de l'ordre de celle que MM. Cameron et Oettinger ont trouvée pour une solution diluée de chlorure de potassium : — 0,0028 (*Phil. Mag.*, XVIII, 1909, p. 58). Il m'était utile de le connaître approximativement pour justifier l'absence de dispositif thermostatique spécial.

2 Sur les mesures de viscosité et de conductibilité, voir chapitre III de la thèse.

2. — *Alcool éthylique* (18°, 8).

x concentration molaire pour 1.000 gr. de solution	$\frac{E}{P}$ en 10 ⁻⁴ daniell cm de mercure	$z = \frac{n}{\tau_0}$	$\frac{\gamma}{\gamma_1}$	y
0	61,2	1	1	1
0,315	56,1	1,053	0,950	0,912
0,630	49,8	1,103	0,903	0,811
0,843	46,9	1,138	0,870	0,759
1,052	43,5	1,185	0,859	0,723

3. — *Alcool isobutylique* (18°, 2).

0	61,2	1	1	1
0,155	55,7	1,043	0,992	0,963
0,248	54,4	1,070	0,977	0,919
0,349	51,8	1,100	0,954	0,887
0,497	47,2	1,144	0,915	0,807
0,740	43,5	1,226	0,865	0,753
1,010	40,0	1,313	0,812	0,697
1,263	37,1	1,410	0,744	0,636
1,324	34,5	1,447	0,739	0,603

4. — *Phénol* (18°, 2).

0	61,2	1	1	1
0,212	58,3	1,038	1	0,989
0,318	56,4	1,063	1	0,979
0,425	54,4	1,085	1	0,965
0,531	50,6	1,107	1	0,915
0,595	45,6	1,121	1	0,835
0,638	41,2	1,138	1	0,766

Le moment d'électrisation est donc une fonction décroissante de la concentration en corps organique.

En portant x en abscisses et $1 - y$ en ordonnées, on obtient des courbes dont l'interprétation n'est pas évidente; les résultats sont bien plus nets en coordonnées logarithmiques, si on porte $\log x$ en abscisses et $\log(1 - y^2)$ en ordonnées; les valeurs de ces quantités sont les suivantes :

1. — *Alcool méthylique*.

x	y	$\log x$	$\log(1 - y^2)$
0	1	$-\infty$	$-\infty$
0,542	0,948	- 0,2660	- 0,9957
0,672	0,937	- 0,1726	- 0,9127
1,00	0,901	0,0000	- 0,7282
1,45	0,874	0,1619	- 0,6271
2,00	0,869	0,3010	- 0,6108
3,11	0,693	0,4930	- 0,2840

2. — *Alcool éthylique.*

x	y	$\log x$	$\log(1 - y^2)$
0	1	$-\infty$	$-\infty$
0,315	0,917	- 0,5017	- 0,7959
0,630	0,811	- 0,2007	- 0,4647
0,843	0,759	- 0,0742	- 0,3726
1,052	0,723	+ 0,0220	- 0,3206

3. — *Alcool isobutylique.*

0	1	$-\infty$	$-\infty$
0,155	0,963	- 0,8097	- 1,1367
0,248	0,929	- 0,6055	- 0,8633
0,349	0,887	- 0,4572	- 0,6696
0,497	0,807	- 0,3037	- 0,4572
0,740	0,753	- 0,1308	- 0,3655
1,010	0,697	0,0043	- 0,2882
1,263	0,636	0,1014	- 0,2248
1,324	0,603	0,1219	- 0,1959

4. — *Phénol.*

0	1	$-\infty$	$-\infty$
0,212	0,989	- 0,6726	- 1,6376
0,318	0,979	- 0,4965	- 1,3768
0,425	0,965	- 0,3715	- 1,1675
0,531	0,915	- 0,2746	- 0,7852
0,595	0,835	- 0,2254	- 0,5157
0,638	0,766	- 0,1954	- 0,3840

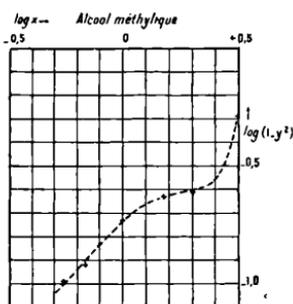


FIG. 2.

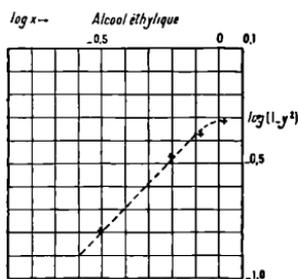


FIG. 3.

Toutes les courbes (fig. 2, 3, 4, 5) se réduisent à des droites pour des concentrations suffisamment faibles. Les alcools méthylique et éthylique présentent ensuite des irrégularités très marquées, qui se retrouvent sur les courbes de conductibilité (fig. 6 et 7) pour les mêmes concentrations.

L'alcool isobutylique et le phénol, corps à solubilité limitée, se comportent tout autrement; la courbe entière se compose de deux

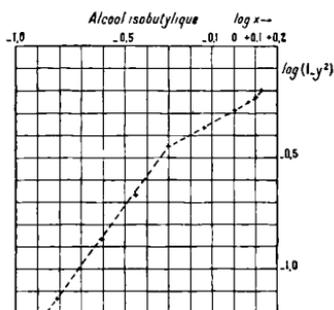


FIG. 4.

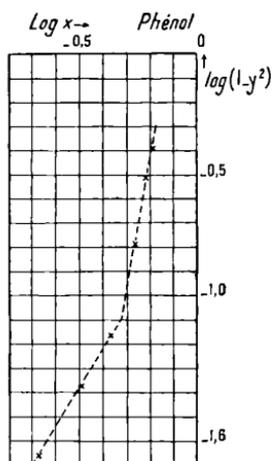


FIG. 5.

droites distinctes. Il n'y a pas de variation brusque correspondante dans la courbe de conductibilité; dans le cas de l'alcool isobutylique

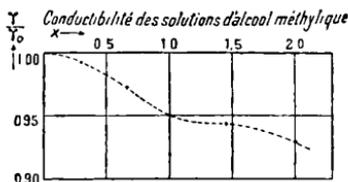


FIG. 6.

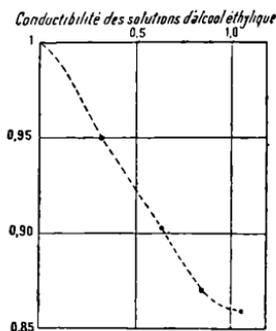


FIG. 7.

(fig. 8), le point d'intersection des deux droites correspond à un point de la courbe des conductibilités situé sur la partie rectiligne de celle-ci. Quant aux solutions de phénol, leur conductibilité est indépendante de la concentration.

On peut donc écrire, pour des solutions diluées :

$$\log (1 - y^2) = p \log x + \log \lambda,$$

ou

$$1 - y^2 = \lambda x^p.$$

Conductibilité des solutions d'alcool isobutylique

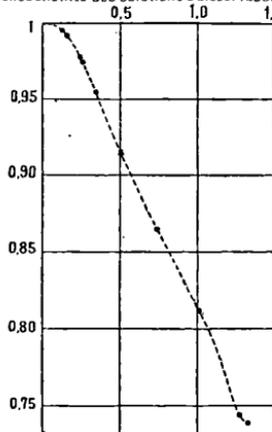


FIG. 8.

Les valeurs de λ et de p sont les suivantes :

	$\log \lambda$	λ	p
Alcool méthylique.....	- 0,729	0,186	1,03
-- éthylrique	- 0,283	0,521	1,01
- isobutylique..	I.....	0,883	1,33
	II.....	0,515	0,547
Phénol.....	I.....	0,271	1,65
	II.....	+ 0,607	4,06

Nous verrons ultérieurement comment ces résultats s'expliquent par un phénomène d'adsorption.

VARIATIONS DE LA HAUTEUR ET DE LA DURÉE DU SON DANS LES ACIERS
EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE. — DIAPASON INVARIABLE (1);

Par M. Félix ROBIN.

HAUTEUR DU SON.

On sait que le nombre de vibrations du son fondamental d'un diapason est proportionnel à l'épaisseur de ses branches (comptée dans le plan de vibration), inversement proportionnel au carré de leur longueur et directement proportionnel à la racine carrée du rapport du coefficient d'élasticité du métal à sa densité. D'après Mercadier ², ce nombre de vibrations serait en raison inverse non de L^2 , mais de $(L + 3^{\text{mm}}, 8)^2$; si on représente par e et L l'épaisseur et la longueur des branches, la formule généralement admise est :

$$N = \frac{1}{2} \frac{(1,89255)^2}{2\pi\sqrt{3}} \sqrt{\frac{E}{D}} \frac{e}{L^2},$$

pour une amplitude de vibration normale; quand on augmente cette dernière, le nombre de vibrations diminue.

Dans les diapasons égaux construits en vue de notre étude, on remarque que les éléments spéciaux des aciers ont une action assez nette sur la hauteur du son.

Le *chrome* élève la hauteur du son (de 0,5 à 10/0).

Le *nickel* abaisse la hauteur du son lorsque l'addition est importante. Les alliages fer-nickel (30 à 70 0/0 Ni) donnent une courbe de variation de la hauteur du son qui présente un minimum au voisinage de 36 0/0 de nickel.

VARIATIONS DE LA HAUTEUR
DU SON EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE.

Ce problème a souvent été étudié⁽³⁾, mais en général uniquement

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 2 février 1912.

(2) *C. R.*, 1874.

(3) Voir les travaux de MERCADIER (*C. R.*, 1876-83); — KAYSER (*Wied. Ann.*, 1879, p. 444); — KOENIG (*Wied. Ann.*, 1880, p. 394); — MAC LEAD et CLARKE (*Phil. Trans. Roy. Soc.*, 1880); — MICHELSON (*Amer. Journ. of Sc.*, 1883); — MERCADIER *C. R.* 1883); — MAYER (*Americ. Journ. of Sc.*, 1885); — ELLIS (*Nature*, 1885); — SHEARF (*Phil. Rev.*, 1894); — PIERPAOLI (*Atti R. dei Lincei mem.*, 1901, p. 173); — WOODRUFF (*Phys. Rev.*, 1903, 16, p. 325).

pour l'acier dur. La formule précédemment énoncée permet de voir que la hauteur du son est liée aux variations des propriétés mécaniques du métal. L'influence de la *dilatation* est faible vis-à-vis de l'influence de la variation du *coefficient d'élasticité*.

Dans tous les métaux, la hauteur du son s'abaisse quand la température s'élève.

La courbe de variation de la hauteur du son en fonction de la température fut longtemps considérée comme rectiligne :

$$\text{loi } N = N_0 (1 - \alpha t)$$

des anciennes expériences, où N et N_0 représentent les nombres de vibrations par seconde à t° et à 0° .

Woodruff découvrit que la chute de hauteur du son augmente de rapidité avec la température, il proposa les formules :

$$N_t = N_0 \left[(1 + \alpha t) \frac{\gamma_0}{\gamma_t} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$\gamma_t = \gamma_0 (1 + \alpha t) \left(\frac{N_0}{N_t} \right)^{\frac{1}{2}}$$

où γ_t et γ_0 sont les coefficients d'élasticité de l'acier à t° et à 0° , α est le coefficient de dilatation.

L'effet sur la hauteur du son du diapason de la dilatation et de l'abaissement de l'élasticité se traduit par une courbe qui n'est pas rectiligne, on trouve une certaine accélération en fonction de la température. On trouverait une droite si les coefficients de dilatation et d'élasticité étaient constants, or le second varie.

On pourrait, d'après Woodruff, adopter pour la représentation de la courbe de variation de la hauteur du son en fonction de la température, la formule du 2^e degré :

$$N_t = N_{20} [1 - \alpha (t - 20) - \beta (t - 20)^2]$$

où α et β ont les valeurs :

$$\beta = 0,00000014,$$

$$\alpha = 0,000108.$$

Mais cette formule est insuffisante, la décroissance du nombre de vibrations paraît trop grande aux températures élevées ; pour plus d'exactitude, il serait nécessaire de recourir à une formule à trois

termes au moins, mais les expériences seraient difficilement assez précises pour l'établir d'une façon satisfaisante.

En ce qui concerne les métaux différents, très peu d'expériences ont été faites; nous ne trouvons guère que les quelques résultats suivants : Mayer trouve que l'abaissement de la hauteur du son de 0 à 100° est de 2,21 0/0 pour l'acier coulé et de 3,08 0/0 pour l'acier Bessemer (observation sur des barreaux suspendus); Wertheim trouve 2,80/0 sur les fils tendus. Les expériences faites sur les fils soumis à la tension et la torsion donnent des résultats différents (4,60/0 de 0 à 100° d'après Miss Noyes et d'après Kohlrausch (probablement par suite de l'écroutissage que subit nécessairement le métal dans ce cas).

Au cours d'expériences entreprises dans un but très différent, nous avons remarqué que, contrairement à ce qui se produisait dans tous les métaux et alliages, la hauteur du son appréciée seulement à l'oreille dans des barreaux vibrants paraissait *s'élever* avec la température pour des alliages *fer-nickel* d'une certaine teneur. Les expériences suivantes furent entreprises dans le but de découvrir des alliages où la hauteur du son se rapproche de l'*invariabilité*.

Mesures. — Il s'agissait de faire un grand nombre d'expériences; les méthodes optiques offrent à chaud de grandes difficultés; nous nous sommes servi de la méthode des battements. Dans chaque métal, on a découpé deux diapasons et on les a ajustés au *la normal* de 435 vibrations doubles par seconde. Une série de diapasons moins élevés et plus élevés étaient mis en mouvement avec le diapason en expérience; le nombre de battements par seconde indiquait la différence du nombre de vibrations et par conséquent ce nombre lui-même.

Le diapason en expérience était placé à l'air, entouré d'une enceinte protectrice calorifuge; le chauffage était fait à l'aide d'une rampe à gaz tournante et mobile d'avant en arrière, la température était mesurée par un couple thermoélectrique spécial donnant une force électromotrice plus grande que le système fer-constantan.

Les mesures étaient faites au chauffage et au refroidissement, la température étant maintenue à une dizaine de degrés près aux températures élevées, à un ou deux degrés près avant 100°, par le réglage du chauffage.

Malgré toutes les précautions, le diapason ne peut s'échauffer d'une façon toujours uniforme, aussi les mesures faites au chauffage n'étaient-elles utilisées qu'en première approximation, et les seules valeurs du refroidissement conservées.

La vibration du diapason était produite électromagnétiquement quand c'était possible. On devait employer le choc pour tous les alliages non magnétiques et dans bien des cas où le manque d'élasticité du métal rendait l'entretien du mouvement très difficile.

Précision. — Les résultats donnés par cette méthode sont moins précis que ceux des expériences de Woodruff. On s'en est contenté parce que d'une part il n'était pas question de vérifier ou de préciser les résultats de Woodruff, puisqu'on ne cherchait qu'à comparer divers alliages, et que, d'autre part, les divergences existant entre les résultats de deux diapasons de même métal, dues à des différences d'érouissage de ce dernier, montrent qu'il est inutile de chercher à caractériser chaque métal d'une façon physiquement très précise sur un échantillon.

La température est évaluée à 2° près jusque vers 80°, à 10° et quelquefois 12° près à 300°. A 330° et 400° les résultats n'ont pas été conservés, car la température était trop difficile à maintenir.

Le nombre de vibrations a été déterminé à $\frac{1}{3}$ de vibration par seconde près vers 300°. De 0 à 100°, on a pu compter sur des chiffres exacts à $\frac{1}{8}$ de vibration près.

Les résultats relatifs aux aciers, surtout aux alliages spéciaux, sont non seulement sensibles aux différences légères de composition, d'érouissage et de recuit, mais encore quelquefois aux cycles de chauffage parcourus antérieurement, et enfin peut-être à la vitesse de chauffage et à la vitesse de refroidissement.

ACIERS AU CARBONE.

Dans les graphiques suivants, schématisant les résultats obtenus sur des aciers de diverses compositions, sont portées, en abscisses, les températures, jusqu'à 300° environ, et en ordonnées, les nombres de vibrations doubles par seconde dont la hauteur du son croît ou décroît au chauffage. Au point 0 correspond le diapason normal de 435 vibrations par seconde.

La *fig. 1* est relative aux aciers au carbone; on a expérimenté plusieurs aciers industriels bruts et recuits.

L'acier *extra-dur*, acier à outils ordinaires, C 0,89 (contenant 0,89 0/0 de carbone), donne une courbe de variations analogue à celles qu'indique Woodruff pour les aciers ordinaires, les aciers à diapasons (ordinairement à 1,2 à 1,4 0/0 de carbone). Lorsque la teneur en carbone varie, les courbes diffèrent très légèrement.

L'acier *mi-dur*, à 0,4 0/0 de carbone, donne une courbe très voisine des précédentes, les différences indiquées dans la *fig. 1* sont de l'ordre des erreurs d'expérience, on ne peut donc en tenir compte.

L'acier *extra-doux* a présenté à partir de 80° une chute plus prononcée que les autres aciers. Entre 90 et 150° la sonorité du métal n'est pas suffisante, on ne peut faire de détermination assez nette. Il est possible qu'au lieu de donner une courbe d'une continuité parfaite, le fer subisse dans cet intervalle une modification qui rende la chute du son plus brusque, et que la courbe des hauteurs de son soit un peu coudée. Ce serait une indication relative à la transformation possible du fer en cet endroit, mais elle est tellement vague ici qu'on ne peut rien conclure.

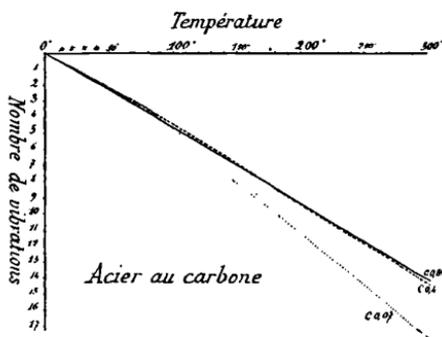


FIG. 1.

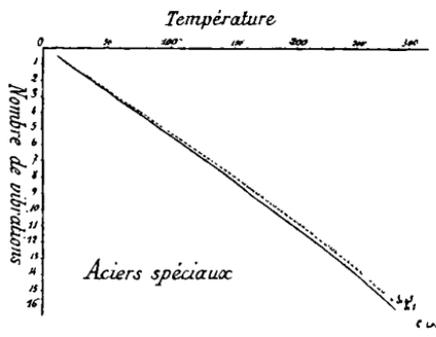


FIG. 2.

Aciers spéciaux. — L'introduction d'éléments spéciaux dans les aciers paraît en principe rendre les courbes de variations plus rectilignes. C'est peut-être aussi l'effet du carbone, dans la *fig. 1*. La chute de la hauteur du son paraît toujours assez rapide (*fig. 2*). Les courbes relatives aux aciers à 2 0/0 de chrome et 1 0 0 de carbone et à 1 à 1,5 0/0 de silicium et 0,6 0/0 de carbone sont très voisines.

Aciers trempés. — La trempe des aciers au carbone fait baisser la

hauteur du son d'un diapason. La sonorité est considérablement réduite par une trempe complète non suivie de revenu.

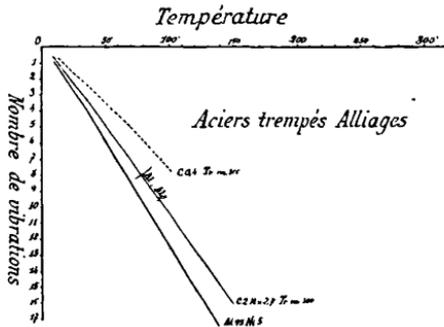


FIG. 3.

Comme l'indique la *fig. 3* pour des aciers trempés et revenus, la hauteur du son baisse beaucoup plus rapidement que dans les aciers recuits. L'acier C 0,4 trempé était formé de martensite pure assez fine que le revenu a transformé en partie. L'acier C 2, Mn 2,7, est presque entièrement formé d'austénite ; la variation acoustique y est très accentuée.

Alliages divers. — On a eu occasion d'étudier certains alliages d'aluminium et de magnésium. Les résultats obtenus sont voisins des précédents ; l'alliage assez sonore d'aluminium à 50/0 de nickel donne une chute de hauteur très rapide.

ALLIAGES DE FER ET DE NICKEL.

Les alliages à 30 0/0 de nickel, couramment rencontrés dans le commerce, nous ont les premiers mis sur la voie de la recherche de diapasons invariables. La hauteur du son croît au chauffage, elle atteint un maximum voisin de la température de transformation⁽¹⁾, puis décroît régulièrement. La *fig. 4* montre que la courbe de l'acier à 30 0/0 Ni a une allure parabolique. Le manganèse et le chrome accentuent ces effets, l'écroûissage également (courbes pointillées). Le maximum de croissance de la hauteur du son paraît se manifester au voisinage de la teneur de 36 0/0 de nickel (acier Invar

¹ Fin de la transformation magnétique. On ne peut la déterminer d'une façon générale, eu égard à la continuité parfaite du phénomène.

de Guillaume). Si nous diminuons la teneur en nickel de l'acier, les courbes obtenues reviennent de l'autre côté de l'axe des températures. Un échantillon à 28 0,0 de nickel a présenté une variation très faible au début, jusque vers 30°, puis la courbe s'est infléchi pour reprendre vers 90° la pente analogue à celle des aciers au carbone (fig. 5). Peut-être vers 28,5 ou 29 0/0 de carbone rencontrerait-on des aciers donnant une courbe plus tendue et réalisant un diapason presque invariable, mais dans cet intervalle de composition, il semble qu'une faible variation de teneur doive produire une variation importante des propriétés acoustiques, ce qui complique le problème d'une difficulté d'ordre métallurgique.

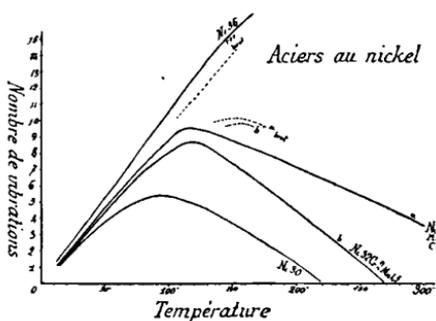


FIG. 4.

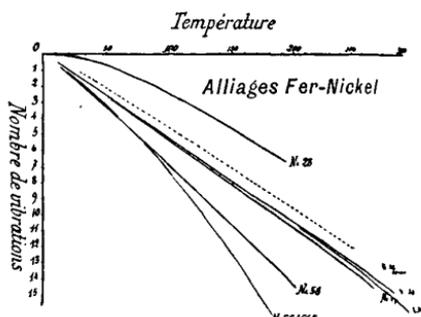


FIG. 5.

Si l'on augmente la teneur en nickel, on retrouve, dès 50 0 0 environ, des alliages dont les propriétés se rapprochent de celles des aciers au carbone. Les alliages à 54 à 57 0/0 donnent des graphiques tout à fait analogues (fig. 5).

Lorsqu'on se rapproche du nickel pur, la chute de hauteur du son paraît croître un peu.

Un essai sur un alliage austénitique (non magnétique), l'acier Ni 27, Cr 4, C 0,8 a donné une courbe de chute assez rapide à convexité accentuée.

Il résulte de ces essais que si l'on veut espérer obtenir des alliages de faibles variations, on doit les rechercher entre 40 et 50 0 0 de nickel.

Ces résultats avaient été entièrement prévus par Ch.-E. Guillaume. Ce savant, après avoir découvert le phénomène de la croissance du coefficient d'élasticité des alliages fer-nickel en fonction de la tempe-

rature, signale les applications possibles d'alliages à module d'élasticité invariable (⁴). Songeant aux diapasons, il prévoit, pour obtenir l'invariabilité, l'emploi des alliages à 28 0/0 ou à 45 0 0 de nickel. Connaissant l'instabilité des alliages à 28 0/0, il conseille l'expérimentation de la composition 45 0/0.

Nos expériences ont porté sur trois compositions mises à notre disposition par la société « le Ferro-Nickel » et sur un nombre assez grand d'alliages aimablement donnés par la Société des Aciéries de Commentry-Fourchambault.

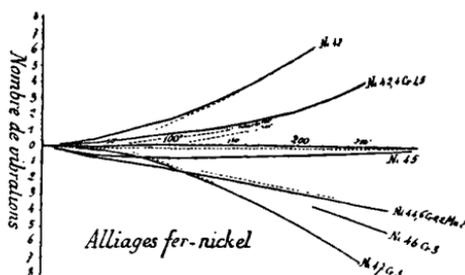


FIG. 6.

La fig. 6 donne quelques résultats intéressants, d'où il semble résulter que les compositions voisines de 42 0/0 Ni ont une hauteur de son croissante avec la température, les alliages à 46 et 47 0/0 des hauteurs décroissantes. Le *chrome* et le *manganèse* paraissent accentuer la chute des courbes. Enfin à la vitesse de chauffage de nos expériences, les *courbes de refroidissement* sont différentes des *courbes d'échauffement*. Ces dernières sont ici tracées en traits continus ; le retour à la température ambiante est indiqué en traits discontinus, la courbe correspondante paraît être toujours placée au-dessous de la courbe de chauffage dans les alliages à hauteur de son croissante, et au-dessus dans le cas contraire.

L'alliage à 45 0/0 est évidemment très près de réaliser un diapason *invariable*, la courbe de retour de nos expériences est très près de l'horizontale. La courbe de chauffage s'en éloigne un peu plus. Peut-être par de légers recuits ou des écrouissages convenables, ou encore après un « entraînement » du métal, suivant l'expression de Ch.-Ed. Guillaume, obtiendrait-on des résultats encore plus satisfaisants.

) Les Applications des aciers au nickel (Gauthier-Villars, 1904).

Un diapason invariable peut trouver son emploi en *chronographie* de précision. En *musique* il semble inutile, en *télégraphie* les procédés actuels paraissent devoir se contenter des diapasons ordinaires dont les variations $\left(\frac{1}{8.000^e} \text{ par degré}\right)$ sont négligeables.

On peut considérer comme diapasons pratiquement constants avec la température, présentant une variation moindre qu'une vibration simple dans les intervalles considérés, ceux qui sont formés par les alliages :

Ni 44,5, Mn 2.....	de 0 à 40°
Ni 47, Cr3.....	de 0 à 60°
Ni 42,4, Cr 1,5....	de 0 à 90°
Ni 45.....	de 0 à 50° au chauffage de 0 à 400° dans certaines conditions

VARIATIONS DE LA DURÉE DU SON.

Les expériences de sonorité ont été exposées et développées en 1911 ; la singularité présentée vers 100° par le fer y a été complètement étudiée (1). Nous ne voulons ici attirer l'attention que sur un point intéressant plus spécialement les phénomènes de *physique*.

Comme l'indique la *fig. 7* (abscisses : températures ; ordonnées : durée du son en secondes) relative aux barres vibrantes, la durée du son du fer décroît rapidement avec la température, elle présente un minimum vers 120°, puis croît jusque vers 250°. La chute faible d'abord s'accroît à partir de 350° pour se terminer au rouge. L'acier extra-dur, de sonorité beaucoup plus grande, donne une singularité analogue présentant le minimum à 110° et le maximum vers 170°. Woodruff avait probablement rencontré en conséquence de ce phénomène, un minimum du décrement logarithmique à 110° et à 20°, et un maximum vers 80°. Le recuit, abaissant la sonorité des aciers, produit pour le fer une *aphonie* véritable entre 110 et 150° ; le métal n'est pas alors plus sonore que le bois.

Les aciers de diverses compositions se placent acoustiquement entre les courbes extrêmes de la *fig. 7*.

La *fig. 8*, relative aux aciers spéciaux, montre que le phosphore semble reculer à 150° le point d'aphonie et ne donner ensuite qu'une

(1) C. R. Académie des Sciences, 1910 ; — *Iron and Steel Institute*, 1911 ; — A. GUILLET, *Revue de métallurgie*, 1909 : Intervention de l'amortissement dans l'essai des fers.

sonorité très faible mais constante. 10/0 de silicium suffit pour annuler à peu près la singularité du fer. 20/0 de chrome a le même effet dans l'acier dur à 10/0 de carbone.

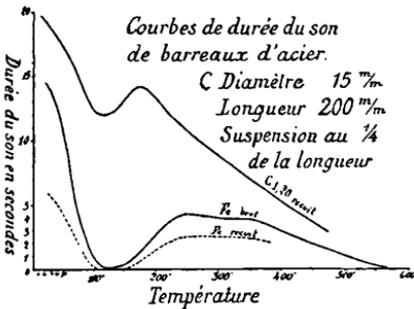


FIG. 7.

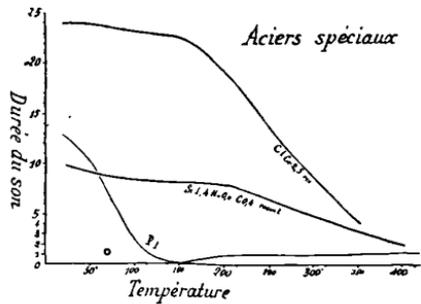


FIG. 8.

La fig. 9 est relative aux alliages de fer et de nickel.

La durée du son des alliages à 30 0/0 de nickel croît avec la température, la chute de sonorité paraît accompagner la fin de la transformation magnétique. Vers 37 0/0 de nickel, la singularité est très accentuée; M indique l'intervalle de la fin de transformation; au refroidissement il paraît légèrement reculé par hystérésis. L'alliage Ni 42 présente à 350° une singularité sonore analogue à celle du nickel.

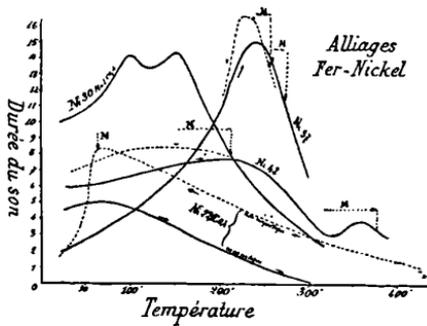


FIG. 9.

L'acier Ni 22, C 0,4, magnétique, est chauffé jusqu'au rouge; la sonorité décroît et s'annule vers 300° comme dans presque tous les alliages martensitiques. Au retour de 500°, le métal qui n'est plus magnétique présente une sonorité bien plus grande. Vers 60°, la

martensite apparaît avec le magnétisme et la sonorité tombe brusquement.

Ce qu'on peut retenir ici de ces expériences, c'est que, tandis que dans les alliages fer-nickel, les variations de hauteur du son et de durée du son accompagnent, parallèlement aux variations du coefficient d'élasticité, les transformations connues; dans le fer, les variations de hauteur du son ne paraissent aucunement suivre la même loi.

La singularité de 100-250° du fer a été découverte dans les variations des propriétés mécaniques⁽¹⁾, on a pu l'attribuer longtemps à un effet d'érouissage, avec A. Le Châtelier. On serait plutôt conduit à y voir une transformation spéciale, peut-être du genre allotropique. étant donné que les variations sonores et magnétiques ne paraissent pas faire intervenir l'érouissage. La singularité de 100° est indiquée par Morris⁽²⁾ et par Maurain⁽³⁾ dans les variations de magnétisme, nous l'avons retrouvée dans la désaimantation à chaud. Comme nous l'avons indiqué ailleurs⁽⁴⁾, ce phénomène paraît présenter au point de vue physique un assez grand intérêt et une certaine originalité.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLIV, n° 9, 10, 11 et 12; février-mars 1912.

MAURICE HAMY. — Sur la détermination de la flexion astronomique des cercles méridiens. — P. 559.

Théorie et schéma du dispositif proposé.

Un prisme encadré de deux lentilles devra donner, sans flexion, d'un point de l'objectif une image fixe sur le micromètre, par réfraction à travers les deux lentilles et par réflexion, réflexion et réfraction sur les trois faces du prisme dont la face réfléchissante pourra être argentée.

(1) Voir *Iron and Steel Institute*, 1910; *Revue de Métallurgie*, 1911.

(2) *Philosophical Magazine*, 1897.

(3) *Annales de Chimie et de Physique*, 1910.

(4) *Association Internationale pour l'essai des matériaux*, 1912.

MILAN STEFANIK. — Observation de l'éclipse totale de Soleil à l'île Vavau (archipel Tonga), le 28 avril 1911. — P. 565.

La photographie du spectre de la couronne donne un spectre continu avec la raie 5303.

La distribution de la matière coronale autour du disque solaire, par observation visuelle, semble être analogue à celle des photographies; cependant le coronium paraît être dans les régions éloignées assez uniformément répandu autour du disque, tandis qu'en s'approchant il disparaît aux pôles, d'accord avec les photographies.

A. PETOT. — Sur l'emploi des accouplements élastiques dans les transmissions des automobiles. — P. 576.

Théorie mathématique.

E. FICHOT. — Sur le décalage entre la force perturbatrice et le mouvement contraint. — P. 579.

Théorie mathématique.

CH. MAURAIN et A. TOUSSAINT. — Etude de surfaces d'aéroplanes au chariot électrique. — P. 581.

Le chariot est muni d'un montage permettant d'enregistrer l'action verticale de l'air (poussée), l'action horizontale (trainée), un couple de rotation duquel on déduit la position du point où la résultante des actions de l'air coupe la surface. Tableau des résultats obtenus avec deux ailes Farman. Pour les angles d'aviation, le centre de poussée s'éloigne du bord d'attaque à mesure que l'inclinaison diminue.

L. HARTMANN. — Distribution des déformations dans les métaux soumis à des efforts. Cas du plissement. — P. 584.

Etude au cinématographe.

Un tube cylindrique, aplati dans le sens de sa longueur, se transforme en assises normales à l'axe, sensiblement identiques et dont chacune se compose de quatre segments. Avec des tubes à section ellipti-

que, on a des plissements dont les plus accentués correspondent au plus grand rayon de courbure. Un cylindre creux donne des plissements circulaires équidistants; un tube rempli de liquide donne aussi des bourrelets. La compression en long des tubes à section carrée fournit sur les faces parallèles des saillants et des rentrants se succédant à intervalles égaux, et correspondant respectivement à des rentrants et des saillants des deux autres faces.

Dans le cas des calottes sphériques, la déformation de la calotte s'arrête pour un raccourcissement donné, et l'aplatissement continue par un plissement de la partie inférieure.

MARCELIN. — Évaporation des liquides assez fortement surchauffés en présence de leur vapeur. — P. 587.

La vitesse d'évaporation est une fonction très sensiblement linéaire de la température du bain; elle diminue lorsque l'épaisseur des parois augmente.

De plus, il résulte de l'étude faite qu'on ne peut espérer mesurer les vitesses vraies d'évaporation (et de sublimation) qu'en se plaçant dans des conditions où elles sont relativement lentes.

M. GUÉRITOT. — Essai d'une méthode qui permet de déduire le rapport des chaleurs spécifiques des gaz de mesures de volumes. — P. 589.

$$\frac{C}{c} = \frac{\frac{1}{V_1} \frac{\Delta V_1}{\Delta P_1} (\text{compression isotherme})}{\frac{1}{V_2} \frac{\Delta V_2}{\Delta P_2} (\text{compression adiabatique})}.$$

L'appareil utilisé est tel que $\Delta P_1 = \Delta P_2$.

Alors

$$\frac{C}{c} = \frac{V_2 \Delta V_1}{V_1 \Delta V_2}.$$

Dessin de cet appareil, rappelant celui de M. Maneuvrier.

Application à l'air et à CO_2 :

$$\frac{C}{c} (\text{air}) = 1,40.$$

G. CHARPY et S. BONNEROT. — Sur la perméabilité du fer, pour l'hydrogène.
P. 593.

A 850°, la vitesse de passage est à peu près 40 fois plus grande qu'à 325°.

L'osmose se produit à froid avec le fer et l'acier et paraît nulle avec le cuivre, mais l'H doit être dégagé sur le métal. La pression intérieure qui limite cette osmose est supérieure à 14 atmosphères. Il y a probablement formation d'une solution d'H dans le fer.

P. LANGEVIN. — Sur la comparaison des molécules gazeuse et dissoute. — P. 594.

Réponse à M. Colson (1).

C. LIMB. — Électrisation par la pluie d'une antenne de T. S. F. — P. 625.

Observation faite à l'observatoire de Fourvières, à Lyon.

ÉMILE BELOT. — Sur la formation des cirques lunaires avec reproduction expérimentale. — P. 638.

L'auteur y donne un rôle prépondérant à l'eau. A la surface des tourbillons cellulaires, les courants sont convergents vers les sommets ternaires du réseau. Les scories surnageant s'accumulent à ces sommets relativement froids et les vapeurs se condensent en ces points augmentant la densité de la croûte. Les sommets s'enfonçant deviendront le centre d'un lac. Mais, si l'eau s'échappe d'un lac lunaire par voie souterraine, il se formera des volcans autour du cirque, la cuvette remontera, les cirques présenteront des gradins.

Expériences avec de la paraffine sur laquelle on dépose de l'eau. Photographies.

PAPIN et ROUILLY. — Sur le gyroptère. — P. 644 et 688.

Cet appareil est un hélicoptère, à hélice unique, dans lequel le point d'appui indispensable à la formation d'un couple moteur est emprunté

¹ C. R., t. CLIV, p. 276 et 428.

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Avril 1912.)

à l'air ambiant, grâce à l'emploi de jets d'air comprimé fournis par l'appareil moteur, jets qui actionnent l'hélice.

L'hélice ressemble à la feuille porte-graine du sycamore et trouve son équilibre autour d'un centre de giration sensiblement invariable aux divers régimes de vitesse.

C'est en ce centre qu'est logée la nacelle. En cas d'arrêt, l'appareil se place d'une façon telle que la chute soit ralentie.

A. GRUMBACH. — Recherche de très faibles quantités de matière par voie électrométrique directe. — P. 645.

On verse quelques gouttes d'une solution de bichromate de potassium dans un vase contenant une solution d'acide sulfurique et communiquant avec un deuxième vase contenant la même solution acide. Deux électrodes de platine, plongeant dans chacun d'eux et reliées aux bornes d'un électromètre capillaire, indiquent une force électromotrice. Cette mesure permet de déterminer de petites quantités de matière.

PIERRE ACHALME. — Du rôle des électrons interatomiques dans l'électrolyse. P. 647.

Exemples montrant que l'on observe des réactions représentant au pôle négatif un accroissement, et au pôle positif une diminution des liaisons entre les atomes, conformément à l'hypothèse des électrons interatomiques.

Quand une molécule gazeuse est dissociée, les électrons accompagnent l'un des fragments qu'ils chargent négativement, et le second fragment possédant alors peu d'électrons acquiert une charge positive.

GEORGES BAUME et NÉOPTOLEMÉ GEORGITSES. — Courbes de fusibilité de quelques systèmes binaires volatils à de très hautes températures. — P. 650.

Etude des systèmes $\text{HCl-H}^2\text{S}$, $\text{HCl-C}^2\text{H}^6$, $\text{HCl-C}^2\text{H}^3\text{CO}^2\text{H}$.

La forme du diagramme $\text{HCl-H}^2\text{S}$ caractérise l'existence de solutions solides ; celle du diagramme $\text{HCl-C}^2\text{H}^3\text{CO}^2\text{H}$ indique la formation du composé $\text{HCl} + \text{C}^2\text{H}^3\text{CO}^2\text{H}$.

A. FAUCON. — Sur le pouvoir rotatoire du camphre dissous dans CCl_4 . — P. 652.

On trouve :

Pouvoir rotatoire à 15° :

$$\rho = 43^\circ,56 + 0,1148c \quad (25 \leq c \leq 55 ;$$

$$\rho = 56^\circ,65 - 0,12631q \quad (60 \leq q \leq 90) ;$$

$$\rho = 44^\circ,56 + 0,0134c - 0,003614c^2 \quad (4 \leq c \leq 18) ;$$

$$\rho = 44^\circ,95 - 0,1168q + 0,0006225q^2 \quad (93 \leq q \leq 98).$$

c et q , nombre de grammes de camphre ou de CCl_4 dans 100 grammes de solution.

Le pouvoir rotatoire augmente avec la température et cette variation est plus grande pour les solutions concentrées. L'augmentation est également plus grande aux environs de 12° qu'aux environs de 40° .

SAMUEL LIFCHITZ. — L'écartement des particules dans le mouvement brownien. Le choc explosif de l'étincelle est la cause du phénomène. — P. 689.

Expériences montrant que le phénomène d'écartement dépend, non de la décharge oscillante de l'étincelle, mais du premier choc explosif de cette dernière. L'énergie d'écartement de l'étincelle devient d'autant plus grande que la capacité et la longueur sont plus grandes et la self plus petite.

CH. FERY. — Nouveau calorimètre thermo-électrique à combustion. — P. 691.

La bombe est placée au centre d'une enceinte métallique qui l'enveloppe par deux disques de constantan; il n'y a pas d'eau. La bombe constitue la soudure chaude d'un couple dont l'enceinte est la soudure froide. Les pertes de chaleur par convection et rayonnement sont très faibles; celles par conductibilité sont proportionnelles à la quantité de chaleur à mesurer et ne changent pas les rapports des déviations au millivoltmètre fournies par les divers combustibles.

JEAN ESCARD. — Sur des dispositifs pratiques pour la détermination de la densité des corps solides de faible volume. — P. 693.

Description des densivolumètres, utilisables pour des corps de volumes de 1 à 3 centimètres cubes. Une ampoule A munie d'un tube latéral de petit diamètre et sur lequel est marqué un trait de repère t communique avec un tube de verre B gradué par vingtièmes de centimètre cube. A et B sont remplis d'eau respectivement jusqu'au repère t et jusqu'au zéro de la division de B. On met le corps dans A. On ramène l'eau au repère t et on lit le nombre de divisions de B qu'occupera l'eau.

P.-TH. MULLER et E. CARRIÈRE. — Sur la réfraction et la dispersion des azotates de mercure. — P. 695.

La réfraction de l'atome de mercure bivalent est notablement plus grande dans les composés organo-métalliques que dans l'azotate mercurique. La réfraction et la dispersion de l'atome de mercure dans le complexe Hg^2 (azotate mercurieux) dépassent de beaucoup les propriétés correspondantes du même atome à l'état d'ion simple (azotate mercurique).

J. MEUNIER. — Sur quelques phénomènes mécaniques de combustion gazeuse. Flamme spirale. — P. 698.

La nappe d'allumage d'une flamme attire à distance l'air comburant qui l'entoure. Approchons en effet une petite flamme de la flamme plate d'un bec papillon. Dans le bas de la nappe d'allumage, à quelques millimètres au-dessus du bec, la petite flamme est vivement attirée; elle devient de plus en plus oblique quand on s'élève, et ne se réunit à la flamme du papillon que latéralement en face de la partie blanche. Il y a donc attraction de l'air comburant. Si on augmente la longueur de la flamme scrutatrice, elle se tord et s'étale en dessinant une surface hélicoïdale. La combustion des gaz peut donc fournir automatiquement des spirales lumineuses, et ce phénomène se produit peut-être dans les milieux cosmiques.

FLAJOLET. — Contribution à l'application de la T. S. F. à l'étude et à l'annonce des orages. — P. 729.

Le détecteur est constitué, à Lyon, par du sulfure de plomb avec excès de soufre serré dans une pince métallique formant l'une des prises de contact, l'autre étant constituée par des brins de fils de cuivre portés par un ressort. Le circuit partant du détecteur comprend un galvanomètre, d'où l'enregistrement photographique. Dès qu'une manifestation orageuse est à 500 kilomètres, elle se trouve enregistrée.

A. BALDIT. — Sur les charges électriques de la pluie au Puy-en-Velay. — P. 731.

Dans les pluies non orageuses, c'est l'électricité positive qui domine. Les pluies négatives renferment en moyenne, par centimètre cube d'eau, des charges plus grandes que les pluies positives ; la plus forte charge par centimètre cube observée a été de — 43 U. E. S.

J. BOUSSINESQ. — Comment peut s'expliquer l'exercice instantané, ou sans propagation successive, de la pesanteur et des actions moléculaires, à toutes les distances où se produisent ces forces autour des points matériels d'où elles émanent. — P. 737.

Théorie philosophique.

CH.-ED. GUILLAUME. — Sur la dilatabilité du nickel commercial. — P. 748.

Elle a nettement diminué depuis vingt ans.

EMILE BELOT. — Sur la formation des anneaux dans la nébuleuse de Laplace.
P. 752.

Théorie conduisant à la proposition suivante :

« La matière d'une nébuleuse en voie de condensation qui est traversée par une radiation centrale obéit d'abord aux forces répulsives avant d'obéir à l'attraction. » Si les particules repoussées sont dans le milieu résistant d'une nébuleuse, celle-ci diminue leur vitesse radiale, et, en fournissant des matériaux qui augmentent le dia-

mètre des particules, fait peu à peu prédominer l'attraction sur la répulsion.

LOUIS ROY. — Les ondes de choc dans le mouvement des membranes flexibles.
P. 759.

Théorie mathématique.

CHARLES REIGNIER. — Sur les temps de démarrage des moteurs à volant.
P. 761.

Le démarrage d'un moteur, depuis la vitesse nulle jusqu'à la vitesse de régime normal, se fait dans un temps θ , qui ne doit pas être inférieur à un minimum donné dans chaque cas sans danger de bris des bras du volant ou de l'arbre moteur. Dans l'hypothèse d'une courbe de mise en route affectant la forme d'une demi-sinusoïde simple, les bras du volant supportent une tension maxima au bout d'un temps $\tau < \theta$.

GEORGES MESLIN. — Sur les franges d'interférence obtenues avec le triprisme de Fresnel. — P. 764.

Une fente donne avec les demi-lentilles ou le biprisme deux images au delà desquelles on place le triprisme. On a alors dans le champ la superposition de divers systèmes de franges. En lumière naturelle ou polarisée ou analysée, on a deux groupes de franges latérales dont la position est indépendante du déplacement transversal du triprisme. En lumière polarisée et analysée, on a en plus deux systèmes de franges, que le déplacement transversal du triprisme entraîne en sens contraire l'une de l'autre, et en outre deux groupes de franges larges tels que le mouvement du prisme les entraîne dans le même sens.

G.-A. HEMSALECH. — L'influence de la capacité, de la self-induction et de la distance explosive sur la vitesse de projection des vapeurs lumineuses dans l'étincelle électrique. — P. 767.

Expériences montrant que la vitesse de la vapeur lumineuse ne change pas sensiblement avec la capacité; mais elle varie en raison

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES 317
inverse de la self du circuit de décharge et en raison directe de la
distance explosive.

P. MESERNITSKY. — Contribution à l'étude de la décomposition de l'acide
urique par l'action de l'émanation du radium. — P. 770.

L'émanation du radium (rayons α) décompose le mono-urate de
sodium (formation de NH_3). 39 milligrammes de mono-urate se
décomposent complètement après douze jours sous l'action de 50 mil-
licuries d'émanation.

CAMILLE MATIGNON. — Equilibre du système sulfate de cadmium
gaz chlorhydrique. — P. 772.



à la pression atmosphérique. A 121° , la pression de dissociation du
système est égale à la pression atmosphérique. Ce système vérifie
la loi de Le Chatelier-Matignon :

$$\frac{Q}{T} = 0^c,032.$$

T, température absolue pour laquelle la pression de dissociation
égale la pression atmosphérique ; Q, chaleur de combinaison rela-
tive à la quantité de matière mettant en liberté une molécule gazeuse.

F. DE MONTESSUS DE BALLORE. — Sur les phénomènes lumineux particuliers
qui accompagneraient les grands tremblements de terre. — P. 789.

Il est probable qu'aucun phénomène lumineux particulier n'ac-
compagne les tremblements de terre.

G. BOIZARD.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XXIII ; mars 1912.

NORMAN CAMPBELL. — Ionisation par chocs. — P. 400-412.

L'auteur fait un exposé critique de la théorie de Townsend relative à l'ionisation par chocs.

Townsend fait les hypothèses suivantes :

1° Un ion positif ou négatif, formé d'une façon quelconque dans un gaz, produira une nouvelle paire d'ions toutes les fois qu'il entrera en collision avec une molécule neutre, pourvu qu'avant le choc il ait été soumis à l'action du champ électrique sous un potentiel au moins égal à une certaine valeur finie V' , qui est beaucoup plus grande s'il s'agit d'un ion positif ;

2° Après le choc, que celui-ci soit suivi ou non de la production de nouveaux ions, l'ion primitif ne garde rien de sa vitesse première, mais repart à nouveau du repos ; il retient seulement sa charge ;

3° La vitesse d'un ion immédiatement après sa formation est assez petite pour être négligée ;

4° Les chocs, quels que soient leur action sur l'ionisation du gaz, ne changent pas les propriétés de l'ion primitif, et celui-ci reste capable, après de nombreux chocs, de provoquer sous l'influence du même champ les mêmes effets d'ionisation.

De ces hypothèses, Townsend déduit par le calcul une formule qui donne le rapport à la charge de l'ion de l'intensité du courant reçu par l'une des électrodes, — l'électrode négative, — entre lesquelles se trouve le gaz étudié. Il a d'ailleurs comparé les résultats de ce calcul avec les nombres donnés par ses mesures. Il a trouvé des divergences notables, surtout quand le potentiel V est petit par rapport au produit de la pression du gaz par la distance des électrodes.

L'auteur montre que la formule de Townsend n'est pas rigoureuse, parce que celui-ci a supposé pour l'établir que la position de chaque couche de gaz comprise entre les électrodes n'influe pas sur le nombre des ions capables de produire l'ionisation. Il donne une formule qui pousse plus loin l'approximation et, en comparant avec les résultats des mesures, l'accord se trouve meilleur.

D'autre part, l'hypothèse 2 de Townsend n'est qu'un artifice pour simplifier le calcul.

Enfin on pourrait supposer que, contrairement à l'hypothèse 4, les chocs modifient les propriétés des ions et les rendent rapidement incapables de provoquer de nouvelles ionisations. L'auteur développe un calcul d'après cette supposition. Mais les expériences sont encore trop peu précises pour décider laquelle des deux hypothèses doit être adoptée.

PERCIVAL LOWELL. — Les astéroïdes. — P. 337-352.

Si l'on fait une table des distances moyennes au Soleil des petites planètes qui circulent entre Mars et Jupiter, on met en évidence certains intervalles dans lesquels ne se trouve aucun de ces astéroïdes. Kirkwood a fait remarquer que ces lacunes correspondent précisément à des distances telles qu'une petite planète décrivant l'orbite correspondante aurait une révolution dont la période serait commensurable avec celle de la révolution de Jupiter. Newcomb avait pensé qu'il y avait là seulement un phénomène périodique dû à Jupiter et analogue à celui que Laplace avait découvert dans le cas des satellites de Jupiter I, II et III. L'auteur, s'appuyant sur les réserves faites par Poincaré sur l'invariabilité séculaire des grands axes et tenant compte de l'ellipticité de l'orbite de Jupiter, montre que les lacunes considérées sont permanentes et dues à une action séculaire de Jupiter. Des combinaisons analogues s'appliquent aux sillons des anneaux de Saturne et aux positions des grosses planètes.

F. CROZE.

G. OWENS et J.-H.-T. ROBERTS. — Influence des nuages sur l'ionisation.
P. 352.

Etude de la détente de l'air ionisé par les rayons γ du radium, contenant des gouttes d'eau en suspension formées par détente adiabatique au moyen d'un appareil de Wilson. On a ainsi des particules dont on peut contrôler le nombre et les dimensions.

Le courant d'ionisation est plus faible dans l'air contenant un rouillard qu'en l'absence de celui-ci ; deux facteurs interviennent : l'intensité du champ électrique et la densité du nuage. Par exemple, un nuage tombant de 1 centimètre en vingt secondes diminue le cou-

rant d'ionisation de 75 0/0 pour un champ de 2 volts-centimètres et de 10 0/0 pour un champ de 110 volts-centimètres.

La diminution relative croît jusqu'à une valeur limite (75 0/0 environ), quand on considère des nuages de plus en plus denses ; il s'ensuit qu'un nuage formé sur des centres positifs et négatifs en nombre égal a un effet retardateur à peine supérieur à celui d'un nuage formé sur des centres tous négatifs. La présence des ions réduit notablement le nombre des noyaux de condensation captés par une détente supérieure à 1,38. D'autre part, un nuage soumis à l'action des rayons γ présente des irrégularités pendant les quatre premières secondes.

A. ANDERSON. — Sur la théorie de l'électromètre à quadrants. — P. 380.

Théorie et expériences analogues à celles de M. Gouy (1); l'auteur a noté aussi l'effet particulier de la différence de potentiel de contact apparente entre les quadrants ; l'instrument employé est un électromètre Dolezalek.

A. GRUMBACH.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XXXVII, n^{os} 2, 3 et 4 ; 1912.

J. KOENIGSBERGER et J. KUTSCHEWSKI. — Sur le passage des rayons-canal à travers les gaz. — P. 161-232.

Dans l'appareil employé, les rayons positifs sont soumis à deux champs magnétiques successifs (2). La pression est mesurée au moyen d'un manomètre de Knudsen (3). A l'extrémité du tube se trouve une chambre photographique, dont l'obturateur incliné est muni d'un écran de blende de Sidot et de pièces de fer permettant la manœuvre à l'aide d'un aimant.

(1) *J. de Phys.*, 2^e série, t. VII, p. 97 ; 1888.

(2) *V. Phys. Z.*, XI, p. 848 ; 1910.

(3) KNUDSEN, *Ann. d. Ph.*, XXXII, p. 809 ; 1911 ; — M. de SMOLUCHOWSKI, *ibid.*, I, p. 183 ; 1911, — et *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, pp. 409, 848 et 850 ; 1911.

Les auteurs ont recherché d'abord s'il ne se produisait pas de changement de vitesse entre les deux champs magnétiques : le résultat a été négatif, les erreurs expérimentales étant inférieures à 0,6 0 0, ce qui différencie les rayons-canal des rayons cathodiques et des rayons α du radium, qui éprouvent un ralentissement à travers les gaz (¹). De plus, il faut, dans le phénomène de changement de charge, faire intervenir l'espace qui s'étend de la fin du premier champ au commencement du second ; ce résultat est conforme à la théorie générale de W. Wien (²).

Le rapport du nombre des particules positives et neutres est indépendant de la pression, mais c'est une fonction croissante de la vitesse, tendant vers l'unité.

Le libre parcours des ions positifs dépend de la nature du gaz, l'absorption est proportionnelle à la pression et à peu près indépendante de la vitesse.

En admettant que le libre parcours des particules positives et neutres est le même dans l'espace où a lieu la décharge, on peut déterminer le rapport de la chute de potentiel observée à celle qu'on calcule au moyen de la relation $eE = \frac{1}{2} mv^2$. On trouve 2 pour l'hydrogène. Les ions négatifs semblent dus surtout à la présence de vapeur d'eau.

Les expériences ont porté sur l'hydrogène et l'hélium ; l'exposé de ce long travail contient aussi des détails techniques sur la méthode photographique employée.

G. SCHULZE. — Sur la formation de couches mauvaises conductrices dans l'électrolyse du verre. — P. 435-471.

Étude de l'électrolyse du verre (surtout du verre de Thuringe) de tubes à essai vers 350°, et des variations produites par l'emploi de diverses anodes ; les couches d'oxyde arrêtent le phénomène. Certains métaux (Li, Ag) accroissent, d'autres diminuent la résistance du verre.

La résistance des couches mauvaises conductrices qui sont la cause

¹ RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, V, p. 177; 1901; — GEIGER, *Proc. Roy. Soc., A.*, LXXXIII, p. 505; 1910.

² W. WIEN, *Berl. Sitz. b.*, XXXVIII, p. 773; 1911.

de la diminution du courant observée par Warburg ⁽¹⁾ varie peu avec la température.

Si on intervertit le sens du courant, le métal devenu cathode se trouvant dans le tube, on voit éclater des étincelles fines au moment de l'inversion.

M. Schulze n'a pu obtenir aucun effet de redressement du courant alternatif à 50 périodes. Il a tracé les caractéristiques dynamiques $E = f(I)$ des couches mauvaises conductrices avec du courant continu interrompu 50 fois par seconde. La résistance augmente quand le courant diminue et elle est plus grande quand il croît que lorsqu'il décroît. On calcule ainsi la capacité de la couche; connaissant la teneur du verre en métal alcalin et la quantité d'électricité qui a passé, on en déduit la valeur de la constante diélectrique.

L'auteur a employé, pour constater la présence d'une couche protectrice sur le verre, le nitrate de lithium qui attaque violemment le verre nu.

L'absence d'analogie du phénomène étudié avec les soupapes électrolytiques s'explique par la nature gazeuse de la couche isolante de celles-ci.

E. MARSDEN et T. BARATT. — Les particules α émises par le dépôt actif du thorium et de l'actinium. — P. 193-199.

Les auteurs ont montré antérieurement ⁽²⁾ que si l'on compte les particules α qui frappent un écran de sulfure de zinc, leur vitesse moyenne étant μ , la probabilité pour que l'intervalle de temps soit compris entre t et $t + dt$ est :

$$\mu e^{-\mu t} dt.$$

La présence d'un produit de vie courte sera indiquée par le grand nombre de petits intervalles. La méthode employée est celle des scintillations. On ne trouve aucune irrégularité dans l'émission des particules α du dépôt actif de l'actinium. Au contraire, il se produit une dégradation accessoire dans le dépôt actif du thorium.

⁽¹⁾ WARBURG, W.-A., XXI, p. 622; 1844; — WARBURG et TEGETMEIER, *ibid.*, XXXII, p. 442; 1887. — TEGETMEIER, *ibid.*, XLI, p. 48; 1890.

⁽²⁾ *Société de Physique de Londres*: séance du 24 novembre 1911.

H.-W. SCHMIDT et H. NICK. — Sur les solutions étendues de sels de radium.
P. 199-207.

L'objet de ce travail est la réalisation de solutions normales de radium, dans des conditions bien déterminées; les auteurs donnent les détails techniques des manipulations pour trois groupes de solutions. Les mesures sont faites au moyen de l'électroscope à feuilles d'aluminium et de deux récipients d'ionisation de forme cylindrique; l'un donne, pour 1 curie, un courant d'ionisation :

$$i = 3,19 \cdot 10^6 \text{ E. S.}$$

l'autre

$$i' = 3,84 \cdot 10^6 \text{ E. S.}$$

D'après la formule de Duane et Laborde ⁽¹⁾ :

$$I = 13,15 \left(1 - 0,572 \frac{S}{V} \right),$$

où I est le courant fourni par l'émanation de 1 gramme de radium, S et V le volume et la surface de la chambre d'ionisation, on trouverait :

$$\begin{aligned} i &= 3,16 \cdot 10^6 \\ i' &= 3,99 \cdot 10^6 \end{aligned}$$

accord déjà satisfaisant.

J. DE WESZELSZKY. — Sur la mesure de la radioactivité ²⁾. — P. 240-246.

Description d'un électroscope à feuille d'aluminium très sensible, à capacité électrique variable communiquant avec une grande chambre d'ionisation; l'ensemble constitue un appareil robuste et facile à monter; on peut y installer un plateau pour l'étude des corps solides radioactifs. L'auteur et M^{lle} I. Götz ont étudié la conductibilité de l'air due à l'émanation; la méthode est applicable à l'étude des eaux minérales.

¹ *Le Radium*, VII, p. 162; 1910.

² Travail du second laboratoire de chimie de l'Université de Budapest (Directeur : Béla de Lengyel).

JAN KROÛ. — Sur la théorie statistique électronique des diélectriques.
P. 246-250.

Le but poursuivi par l'auteur est le même que celui du travail de M. Debye ⁽¹⁾; mais la méthode est nettement distincte. La conception de M. Kroû s'applique au magnétisme ou aux diélectriques; le point de départ de l'analyse est la théorie de M. Abraham ⁽²⁾, où on tient compte des champs externe et interne. On retrouve, au moyen de la mécanique statistique, la formule de Lorentz et la loi de variation du quotient de Clausius-Mossotti, que M. Debye a déjà indiquée et comparée à l'expérience.

A. GRUMBACH.

P. LASAREFF. — Sur le saut de température à la limite de séparation entre un métal et un gaz. — P. 233-246.

Les recherches de Kundt et Warburg ont établi que la conductibilité calorifique des gaz n'est indépendante de la pression que jusqu'à une certaine valeur de celle-ci; au-dessous de cette valeur, la conductibilité diminue. Smoluchowski a montré que cela provenait d'un saut brusque de température au voisinage des parois, et qu'il existait un certain coefficient $\gamma = \frac{\alpha \times 760}{p}$ qui caractérisait le saut pour un gaz donné (coefficient spécifique α) et une pression donnée p .

L'auteur s'est proposé une nouvelle vérification des hypothèses et des résultats de Smoluchowski en mesurant directement les variations de température dans un gaz placé entre deux plaques inégalement chauffées, et ce au moyen d'un couple thermoélectrique. Les valeurs trouvées pour γ s'accordent en gros avec celles de Smoluchowski. Comme le veut la théorie, les variations de ce coefficient proviennent d'une diminution *continue* du coefficient de conductibilité à l'intérieur de la couche de passage, laquelle est de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen des molécules gazeuses.

(1) *Phys. Z.*, XII, p. 97; 1912; — V. ce volume, p. 233.

(2) Max ABRAHAM, *Théorie du Rayonnement* (Leipzig. 1908), p. 129.

KALMAN HEINDLHOFER. — Une mesure absolue de l'intensité du son, et la détermination de la conductibilité calorifique des gaz. — P. 247-256.

L'auteur propose une méthode basée sur la mesure de l'effet thermique produit par le son. Cet effet serait mis en évidence par les variations d'intensité du courant produit par une source de force électromotrice constante, et traversant une mince feuille d'or placée dans le plan des ondes incidentes : les variations de température de l'air se transmettraient à la plaque, en produisant des variations de résistance et par suite d'intensité, lesquelles seraient mesurées sous forme de courant induit dans le secondaire d'un transformateur.

L'auteur développe à partir de ces données des calculs assez compliqués, et montre que les résultats donneraient une mesure possible de la conductibilité calorifique du gaz.

Aucune application n'a encore été faite de la méthode, qui, de l'aveu même de l'auteur, présenterait de réelles difficultés expérimentales, comme on peut aisément se l'imaginer.

CH. LEENHARDT.

FRITZ RÖHRS. — Réfraction moléculaire, volume moléculaire, et dissociation dans des dissolvants autres que l'eau. — P. 289-328.

Le volume moléculaire d'un corps en solution aqueuse diminue quand la dilution augmente ; cette diminution est particulièrement sensible pour les électrolytes, et elle semble devoir être attribuée à la dissociation électrolytique. L'auteur recherche si ce phénomène se produit aussi dans des dissolvants autres que l'eau et n'exerçant pas la même action dissociante. Comme la réfraction moléculaire est, d'après Hallwachs, fonction du volume moléculaire et de la différence de réfraction moléculaire de la solution et du dissolvant, il est nécessaire de déterminer avec une grande précision la densité et l'indice de réfraction pour divers degrés de concentration des solutions étudiées. Pour la détermination des densités, l'auteur emploie la méthode de Kohlrausch et Hallwachs, qui, avec les solutions aqueuses, permet une précision de 1 à 2 millièmes. Avec les solutions non aqueuses, des causes d'erreurs spéciales tenant à la volatilité, à la faible chaleur spécifique des dissolvants qui exagère l'influence des variations de la température, augmentent les difficultés ;

par contre, l'effet de la tension superficielle est moindre. On a pu obtenir les densités avec cinq décimales. Les mesures optiques ont été effectuées avec une grande précision par la méthode de la cuve double de Hallwachs.

Les principales solutions étudiées sont celles de KI, CdI² et HgCl² dans l'eau, l'alcool et l'acétone. Les observations et les résultats consignés dans plusieurs tableaux conduisent aux conclusions suivantes :

1° La méthode de Kohlrausch et Hallwachs pour la détermination des densités des solutions aqueuses s'applique avec le même degré de précision, moyennant certaines précautions, aux solutions non aqueuses. De même le réfractomètre à double cuve de Hallwachs a permis une précision de $3 \cdot 10^{-4}$ pour la mesure différence de réfraction de la solution et du dissolvant ;

2° La détermination de la variation du volume moléculaire avec la concentration a montré que ce volume diminue par dilution croissante encore plus que dans les solutions aqueuses, et, bien que dans certains cas le degré de dissociation varie peu, on peut expliquer la diminution de volume par la dissociation croissante et le calculer par la formule de Heydweiller :

$$\frac{s-1}{m} = Ai + B(1-i);$$

3° Dans le cas des solutions non aqueuses, on trouve aussi que la réfraction de l'équivalent dépend fortement de la concentration et, par suite, du volume moléculaire, de sorte qu'on retrouve une influence indirecte de la dissociation sur la réfraction de l'équivalent ;

4° La valeur absolue de la réfraction de l'équivalent dépend du dissolvant ; parmi les dissolvants étudiés, elle est maximum pour l'acétone et minimum pour l'eau ; dans l'alcool, elle a une grandeur intermédiaire.

A. CONVISY.

L. HERMANN. — Théorie des sons de combinaison. — P. 425-434.

Discussion des communications de Schaefer, Schulze et Waetzmann (1). L'auteur conclut qu'il n'a pas été possible, jusqu'à présent,

(1) *J. de Phys.*, 5° série, t. I, p. 414 ; 1911. Voir aussi 4° série, t. VIII, p. 442:1909

de montrer la possibilité de vibrations de combinaisons sans admettre l'élasticité dissymétrique de Helmholtz. De même on n'a pas pu définitivement réfuter l'opinion que les sons différentiels, s'ils peuvent se produire objectivement, sont habituellement d'origine subjective.

GUSTAV MIE. — Bases d'une théorie de la matière (première communication). — P. 511-534.

Théorie mathématique fondée sur les hypothèses suivantes :

Les champs électrique et magnétique existent même à l'intérieur des électrons ;

Les électrons sont les endroits où l'éther a pris un état particulier que nous désignons par l'expression de charge électrique ;

Le principe de relativité est d'une application générale ;

Les états de l'éther connus jusqu'ici, notamment les champs électrique et magnétique, la charge électrique, le courant de charge, suffisent pour décrire tous les phénomènes du monde matériel.

L'auteur établit les équations du champ.

P. LUGOL.

HANS SCHNEIDER. — L'énergie des électrons émis par la chaux incandescente. P. 569-593.

L'auteur mesure l'énergie d'émission des électrons par la chaux incandescente dans l'intervalle de température 1.100° - 1.350° , en employant la méthode de Wehnelt et Jentsch (*Ann. de Phys.*, XXV-III, p. 537; 1909).

L'énergie mesurée est plus grande que l'énergie calculée par la formule de Richardson (*Phil. Trans.*, CCI, p. 502; 1903), ce qui confirme les résultats de Wehnelt et Jentsch.

L'énergie d'émission des électrons a été comparée à l'énergie de rayonnement d'un corps noir à la même température; elle croit beaucoup plus vite avec la température que cette dernière.

L'auteur mesure la vitesse maxima des électrons émis par la chaux incandescente (entre 800° et 900°). Il trouve $v = 8,41.10^7$ centimètres par seconde, environ deux fois plus grande que la vitesse moyenne calculée par Jentsch.

A.-H. BUCHERER. — Les déterminations récentes de la charge spécifique de l'électron. — P. 597-598.

Jusqu'en 1908, les valeurs trouvées pour le rapport $\frac{e}{m}$ différaient de plusieurs centièmes. Depuis 1908, des méthodes différentes et plus précises donnent pour $\frac{e}{m}$ des valeurs différant tout au plus de $\frac{1}{100}$ (Classen, $1,776 \cdot 10^7$; Wolz, $1,767 \cdot 10^7$; Malassez, $1,769 \cdot 10^7$; Bestelmeyer, $1,766 \cdot 10^7$). L'auteur, qui est arrivé théoriquement, en 1908, à la valeur $1,763 \cdot 10^7$, en conclut que « les nouvelles déterminations de $\frac{e}{m}$ sont une nouvelle confirmation du principe de relativité ».

JULES ROUX.

F. BERBTER. — Absorption des gaz par le charbon de bois étudiée en fonction du temps. — P. 472-510.

Etude de l'absorption de l'air par le charbon de coque de noix de coco; le charbon divisé en grains de la grosseur d'un pois, et préalablement chauffé un temps convenable dans le vide à 550° , est introduit dans un appareil qu'on remplit d'air, et on observe la diminution de volume en maintenant la pression constante.

Le mémoire se divise en deux parties :

1° Etude à des pressions comprises entre $735^{\text{mm}},6$ et $4^{\text{mm}},52$ à l'aide d'un premier appareil : les résultats expérimentaux peuvent se représenter par une formule à deux termes, pour les pressions au-dessus de $19^{\text{mm}},52$:

$$m = m_1 \frac{t}{\alpha + t} + m_2 \frac{t}{\beta + t}.$$

m , volume absorbé par gramme de charbon ;

t , temps d'absorption ;

m_1, m_2, α, β , coefficients diminuant en même temps que la pression.

2° La deuxième partie se rapporte à l'étude du phénomène aux basses pressions ($3^{\text{mm}},796$ à $0^{\text{mm}},651$), à l'aide d'un appareil de plus grand volume, à cause de la plus grande rapidité d'absorption. Le

phénomène se complique d'une absorption sélective du charbon : des expériences directes montrent en effet que l'azote entre 9^m,66 et 0^{mm},685 est absorbé suivant la loi :

$$m' = m_0(1 - 0,95e^{-9,5t} - 0,05e^{-0,5t}),$$

tandis que pour l'oxygène l'absorption est 30 à 40 fois plus forte et impossible à suivre en fonction du temps, le rapport d'absorption des deux gaz variant avec la pression. Il en résulte que, pour l'air, la vitesse d'absorption dépend surtout de celle avec laquelle l'oxygène diffuse vers le charbon, donc de la forme et des dimensions de l'appareil, aussi serait-il illusoire de représenter le phénomène par une formule.

L'auteur conclut que le rapport dans lequel sont absorbés deux gaz dépend de la pression, et signale que le pouvoir absorbant du charbon pour l'azote est augmenté par la présence de l'oxygène.

L. LETELLIER.

W. KOSSEL. — Sur le rayonnement cathodique secondaire dans les gaz, au voisinage de la vitesse primaire optima. — P. 393-424.

Lénard (1903-1904) a montré que la production de rayons secondaires par des rayons cathodiques primaires dépend de la vitesse de ceux-ci et de l'absorption : le rayonnement secondaire se manifeste pour les différences de potentiel supérieures à 11 volts et passe par un maximum vers 300 volts.

W. Kossel reprend l'étude du rayonnement secondaire dû seulement à l'influence d'électrons libres, pour des vitesses primaires relativement faibles (elles correspondent à des différences de potentiel comprises entre 200 et 1.000 volts).

Le faisceau primaire, dû à l'ionisation par l'ultra-violet, produit le rayonnement secondaire dans différents gaz, pris sous faible pression afin que l'absorption soit petite. Le faisceau résultant passe entre les plateaux d'un condensateur qui développe un champ électrique déterminé ; on mesure alors par la méthode habituelle le rayonnement total ($\rho + S$) et le rayonnement secondaire S (par détermination de la charge positive créée).

L'expérience montre que pour les pressions faibles, le rapport $R - \frac{S}{\rho}$ est proportionnel à la pression.

Pour une pression et pour un gaz déterminés, le rayonnement secondaire présente un maximum vers 200-300 volts, alors que l'absorption diminue constamment quand la vitesse augmente; par exemple, un électron primaire libre dans l'air sous la pression de 1 millimètre, pendant un parcours de 1 centimètre, 10 électrons quand la vitesse correspond à 200 volts; il en fournit 3 fois moins sous 1.000 volts. Ce résultat est d'accord avec ceux de Lénard et de Durack.

Le rayonnement secondaire, pour différents gaz étudiés dans les mêmes conditions de vitesse et de pression, est proportionnel à la masse moléculaire. Il y a exception toutefois pour H qui, pour 1.000 volts, émet un nombre d'électrons 4 fois plus grand que le nombre prévu. Cette anomalie se retrouve dans CH⁴. Ces conclusions sont conformes à celles de R.-J. Strutt. W. Kossel a en outre vérifié sur CH⁴ que l'ionisation est une propriété additive, ainsi que l'avait annoncé R. Kleeman.

F. PASCHEH. — Répartition de l'intensité dans les raies de Doppler des rayons-canaux. — P. 599-600.

Stark⁽¹⁾, dans sa critique du mémoire de Lunkenheimer, se fonde en particulier sur des travaux antérieurs de J. Paschen et de T. Royds. Paschen fait remarquer qu'aucune conclusion en faveur des idées de Stark ne peut être tirée de ces travaux, les variations observées étant de l'ordre des erreurs expérimentales.

II. GREINACHER. — Sur la courbe de courant de l'air uniformément ionisé. P. 561-568.

L'auteur considère le cas particulièrement intéressant du courant qui s'établit entre les plateaux parallèles d'un condensateur dont la lame d'air est uniformément ionisée.

Différentes équations théoriques de la courbe ont été données. Soient V la différence de potentiel utilisée, w la résistance ohmique pour les champs faibles, i l'intensité du courant, J l'intensité corres-

(¹) *J. de Phys.*, voir ce vol., p. 77.

pendant à la saturation. J.-J. Thomson a indiqué :

$$V = \frac{wi}{\sqrt{1 - \frac{i}{J}}}$$

Mie a proposé de représenter la courbe par les deux équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} V = wJ \left[\frac{i}{J} + 1,04 \left(\frac{i}{J} \right)^2 \right] \text{ pour le début de la courbe,} \\ V = 0,828wJ \sqrt{\frac{\frac{i}{J}}{1 - \frac{i}{J}}} \text{ pour le reste.} \end{array} \right.$$

Un travail récent de Seemann a montré que les formules de Mie présentaient un accord convenable avec l'expérience à 1-2 0/0 près.

Greinacher a cherché à représenter convenablement la courbe expérimentale à l'aide d'une seule équation. La relation

$$\frac{i}{J} = 1 - e^{-\frac{V}{Jw}}$$

représente la courbe avec une erreur inférieure à 0,03; par l'addition d'un terme correctif à cette équation permet d'obtenir une approximation de l'ordre de 0,001.

Bien entendu l'équation n'est valable que si l'ionisation est uniforme; elle ne s'applique pas en particulier aux rayons α , qui produisent une ionisation dont la distribution est hétérogène.

M. BARRÉE.

G. WENDT. — Recherches sur les raies du mercure. Structure. Variations des raies et du spectre avec la raréfaction de la vapeur métallique. Effet Zeemann dans des champs faibles et des champs intenses. — P. 535-560.

1. L'auteur a photographié avec un réseau concave de Rowland de 6^m,40 de rayon le spectre du mercure dans la région comprise entre λ 2967,578 A. U. et λ 5804. Il a ainsi repéré plusieurs satellites appartenant à des raies ultra-violettes non étudiées jusqu'ici. Le dégradé des raies 3984, 4047 et 4078 n'est pas continu, mais constitué par une série de raies fines séparées par des intervalles, croissant à mesure qu'on s'éloigne de la raie principale.

2. L'introduction d'un gaz étranger dans le tube où l'on produit l'arc au mercure a pour effet de faire décroître l'intensité relative des satellites par rapport aux raies principales. Tandis que les raies fortes du système des doublets et de celui des raies simples augmentent d'intensité, quand augmente la pression de la vapeur de mercure, les raies des triplets deviennent moins intenses.

3. Dans le champ magnétique, la plupart des satellites disparaissent. Les types de répartition dans la première et la deuxième série secondaire des triplets étudiées par Runge et Paschen, de même que les asymétries reconnues par Gmelin, se retrouvent aussi dans l'ultra-violet.

R.-W. WOOD. — Remarques sur le travail de A. Heurung : « Recherches sur les effets magnéto-optiques dans le chlore et l'iode ». — P. 594-596.

L'auteur fait remarquer que les résultats énoncés par Heurung (*Ann. der Phys.*, XXXVI, p. 453; 1911) se trouvent déjà et sous une forme plus avancée dans un mémoire qu'il a publié sur la fluorescence, la rotation magnétique et l'émission thermique de la vapeur d'iode (*Phil. Mag.*, 6^e série, XII, p. 329; 1906). Les difficultés rencontrées par Heurung s'expliquent par ce fait qu'il n'a pas tenu compte de ce qu'une petite partie seulement des raies qui constituent un spectre de bandes d'absorption jouit de la propriété de faire tourner le plan de polarisation de la lumière, pour les longueurs d'ondes voisines de la leur propre. On explique ainsi sans faire intervenir aucune polarisation elliptique qu'on ne puisse éteindre le spectre par une rotation d'un nicol.

MIECZYSLAW WOLFKE. — Sur la formation de l'image d'un réseau transparent. — P. 797-812.

L'auteur, après avoir, dans des mémoires précédents, étudié la formation des images données par un microscope d'un réseau qui n'est pas du tout transparent, applique la même théorie de Abbe à un réseau transparent. Il arrive ainsi aux résultats suivants qui ont été intégralement vérifiés par l'expérience.

I. L'image primaire ne diffère pas essentiellement de celle qu'on obtient avec un réseau non transparent. Dans les deux cas, les maxima principaux de lumière se trouvent aux mêmes points, mais

ils sont moins bien définis dans le cas des réseaux transparents. Dans ce dernier cas, leur intensité peut s'accroître ou diminuer suivant les valeurs de la largeur des fentes et des traits, du coefficient de transparence et du retard de marche qu'éprouvent les ondes lumineuses en traversant les traits du réseau.

II. L'image secondaire d'un réseau transparent reste symétrique par rapport au milieu du réseau, que l'on considère l'ensemble ou chacun des intervalles fondamentaux, lorsque l'image primaire est diaphragmée symétriquement; elle est dissymétrique de la même manière quand l'image primaire est diaphragmée d'une façon dissymétrique.

F. CROZE.

W. MATTHIES. — Y a-t-il dans l'arc au mercure dans le vide un transport de matière chargée électriquement accompagné à l'anode d'une pression de réaction fonction de la chute de potentiel anodique et de la densité de courant? Remarque au sujet du travail de M. A. Perot : « Sur la luminescence du mercure dans le vide ». — P. 721-738.

Des résultats d'un récent travail⁽¹⁾, Perot a conclu que, dans l'arc au mercure dans le vide, des porteurs électriques se déplaçaient de l'anode à la cathode, la masse transportée étant d'environ $0^{\text{m}},86$ par coulomb. L'auteur réfute cette conclusion en se basant sur les expériences suivantes. Il a produit un arc au mercure dans le vide dans un récipient ayant la forme d'un long tube en U renversé. Des ailettes de cuivre assuraient le refroidissement des électrodes, une circulation d'eau le refroidissement des jambes, de façon que la vapeur de mercure qui se condensait retombait sur l'électrode où elle s'était produite. En visant au cathétomètre le niveau de mercure dans la jambe anodique, il a constaté que ce niveau variait de quelques millimètres après l'allumage, puis restait constant, alors que, d'après Perot, il aurait dû varier de plusieurs centimètres. Ces expériences ont été faites avec des tubes de section variable, ce qui détruit l'objection qu'une compensation aurait pu s'établir entre la quantité de mercure transportée électriquement et la vapeur condensée.

Du reste, on peut faire jaillir l'arc entre une cathode en mercure et une anode en fer dans des conditions telles que si la luminescence de l'arc était due à des porteurs électriques allant de l'anode à la

¹ *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 607 ; 1911.

cathode, il faudrait admettre que les molécules de vapeur circulent dans le tube avec une vitesse bien supérieure à la vitesse limite que la théorie permet de leur assigner. Cette vitesse n'est du reste pas atteinte, car si on soude à moitié de la hauteur de la jambe anodique du tube un petit tube horizontal, on ne trouve, après quatre heures de fonctionnement que quelques gouttes de mercure condensées dans ce tube au lieu des 170 grammes qui auraient dû s'y condenser. Si on place latéralement par rapport à l'arc deux électrodes auxiliaires, l'une éloignée de l'arc, l'autre au contraire en contact, on constate, en appliquant une différence de potentiel auxiliaire entre ces deux électrodes, que le courant qui circule dans ce système est beaucoup plus grand quand la deuxième électrode est une cathode.

Le contraire aurait dû se produire dans l'hypothèse de Perot.

L'auteur a bien constaté à l'anode une variation de pression qui varie avec la densité du courant, mais avec un certain retard sur les variations de cette densité.

L'inexactitude des conclusions de Perot serait due à ce que, contrairement à son opinion, dans ses expériences, le ballon intermédiaire entre les deux électrodes ne constituait pas la partie la plus froide du système.

R. JOUAUST.

P. LASAREFF. — Sur la décoloration des matières colorantes dans le spectre visible. — P. 812-822.

Application d'une méthode précédemment décrite à l'étude de matières colorantes ayant deux bandes d'absorption empiétant l'une sur l'autre (cyanine, orthochrome, pynaverdol). Dans ce cas le rapport de la masse de substance décomposée à l'énergie absorbée dépend de deux constantes se rapportant à chacune des bandes; il varie en fonction de la longueur d'onde. Considérations générales sur les phénomènes photoélectriques et photochimiques.

J. KOENIGSBERGER et K. KUPFERER. — Absorption de la lumière par les solides et les vapeurs. — P. 601-641.

Étude de l'absorption par des couches de matières colorantes (indigo, dianilidoanthraquinone, alizarine). Mesure de la transparence et du pouvoir réflecteur; on en déduit le coefficient d'absorption,

la quantité $p \frac{e}{m}$, le coefficient d'amortissement. Les substances étudiées présentent une seule région d'absorption sélective, il y a un ou deux électrons vibrant par molécule et leur $\frac{e}{m}$ (environ 1×10^7 U. E. M.) est plus petit que la valeur déduite des propriétés des rayons cathodiques. L'amortissement augmente quand la température s'élève.

Étude de l'absorption par un grand nombre de vapeurs (matières colorantes, chlorures métalliques, métalloïdes, métaux). On en déduit que l'amortissement doit être un phénomène *intramoléculaire*. D'autre part, les vapeurs non dissociées ont une absorption *continue*. Seules les vapeurs *qui se dissocient ont des bandes ou des lignes d'absorption* (Tableau indiquant ces résultats).

P. JOB.

O. LUMMER et E. REICHE. — Remarque sur le mémoire de L. Mandelstam.
P. 839-844.

Ce mémoire paru dans les *Annalen* et analysé ici (1) traitait de la théorie d'Abbe sur la formation des images dans le microscope. Les auteurs présentent quelques observations, résultant de leurs expériences personnelles, sur la distinction entre les objets lumineux par eux-mêmes et les objets non lumineux par eux-mêmes.

MARCEL BOLL.

JULIUS SUCHY. — Conductibilité calorifique et chaleur rayonnée. — T. XXXVI, p. 341-382.

On a souvent supposé que la conductibilité calorifique était due, au moins en partie, au rayonnement mutuel des particules. En reprenant un raisonnement de Lorentz, M. Suchy calcule la conductibilité due au rayonnement interne seul. Il compare ses résultats aux conductibilités mesurées. Pour le cuivre, la valeur ainsi calculée est très petite par rapport à la valeur expérimentale ; pour le bismuth, elle en est environ le tiers. Au contraire, pour le gaz carbonique, elle est quatre fois trop forte. (Cela tiendrait à la très grande distance, où, dans les gaz, s'exerce le rayonnement des particules.)

(1) *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 940 ; 1911.

STEUBING. — Seconde réponse à M. Kayser. — T. XXXVI, p. 1077-1080.

Discussion assez acerbe des nouvelles critiques de Kayser. L'auteur insiste sur ce fait qu'il a comparé deux spectres de bandes, l'un d'émission, l'autre de phosphorescence, et, son contradicteur n'exposant aucun fait expérimental nouveau, il maintient ses premières conclusions.

BÉLA POGÁNY. — Recherches sur la polarisation de la lumière diffractée par les réseaux métalliques. — P. 257-288.

Vérification de la théorie de Rayleigh et Voigt sur la diffraction. M. Pogany a mesuré, soit par une méthode oculaire, soit par une méthode photographique, la différence de phase Δ et l'angle ψ des deux vibrations parallèle et perpendiculaire aux traits du réseau.

Pour une vibration incidente polarisée rectilignement, la polarisation de la lumière diffractée est parfaitement définie. Les courbes indiquant les variations de Δ et 2ψ avec l'incidence concordent qualitativement avec les courbes théoriques, quantitativement elles s'en écartent d'une manière appréciable.

F. STUMPF. — Phénomènes optiques observés sur un liquide cristallisé actif. P. 351-379.

L'éther amylique actif de l'acide aminocinnamique *p*-cyané donne deux phases liquides cristallisées. M. Stumpf a étudié particulièrement la « phase principale » stable entre 92° et 102° — mais en surfusion jusqu'à 75° . Il a mesuré les deux indices, la rotation du plan de polarisation parallèlement à l'axe. A 20° , le pouvoir rotatoire varie de 15.000° par millimètre, pour le jaune, à une valeur très grande dans le rouge, correspondant à une absorption très considérable pour l'une des vibrations circulaires. Obliquement à l'axe, on a une vibration elliptique que M. Stumpf a également étudiée. Enfin il a fait quelques observations sur l'autre phase cristalline liquide et des observations microscopiques.

P. JOB.

ADOLF HEYDWEILLER. — Sur les propriétés physiques des solutions et leurs relations entre elles (III). Les modules des ions relatifs à la densité dans l'eau. — P. 739-771.

Ce travail a pour but d'établir d'une façon plus précise et plus complète qu'il n'a été fait jusqu'ici les modules des ions relatifs à la densité dans l'eau, autrement dit la différence relative de la densité d'une solution normale et de l'eau à la même température. Pour cela, on a utilisé les données que l'on possédait sur la conductivité électrique et la densité des solutions salines, et on les a complétées par de nouvelles observations sur un grand nombre de sels.

Les résultats des mesures, consignés dans de nombreux tableaux, confirment en général la formule :

$$\Delta_s = B_s + (A_s - B_s) i,$$

où A_s et B_s sont des constantes, i est le degré de dissociation électrolytique de la solution à 18°,

$$\Delta_s = 100 \frac{s-1}{m},$$

s étant la densité de la solution à 18° et m la concentration en équivalents-grammes par litre.

Cette formule est particulièrement vérifiée pour les sels dont l'un des ions est univalent et l'autre univalent ou divalent.

Mieux encore que dans le premier mémoire de l'auteur sur ce sujet, les observations vérifient la loi de l'additivité des constantes des ions A_s . Pour les sels qui ont un cation ou un anion commun, on trouve :

$$A_s - A_{sa} = A_{sk} \quad \text{ou} \quad A_s - A_{sk} = A_{sa}.$$

Quelques autres propositions sont non pas rigoureusement démontrées, mais du moins rendues très probables par l'ensemble des observations :

1° La force dissociante du dissolvant n'ionise pas seulement les molécules dissoutes, mais elle relâche la liaison dans les molécules non dissociées; 2° les molécules qui, à l'état solide, sont unies à de l'eau de cristallisation, retiennent en solution au moins autant de ces molécules d'eau, avec diminution du volume; 3° les ions possèdent aussi

presque sans exception, la propriété de s'unir avec contraction à des molécules d'eau ; de la grandeur de la contraction on peut conclure qu'un ion s'unit en moyenne à 3 ou 4 molécules d'eau.

A. EINSTEIN. — Fondement thermodynamique de la loi de l'équivalent photochimique. — P. 832-838.

Dans ce mémoire d'ordre théorique, l'auteur établit par des considérations thermodynamiques la loi du rayonnement de Wien, ainsi que la loi de l'équivalent photochimique. Cette dernière exprime que la décomposition d'un équivalent-gramme par un processus photochimique exige l'absorption d'une quantité d'énergie rayonnante égale à $Nh\nu$; N désigne le nombre de molécules dans la molécule-gramme, h est la constante de la formule du rayonnement de Planck et ν est la fréquence du rayonnement actif.

A. CORVISY.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XIII ; 1912.

K. PRZIBRAM. — Quelques remarques sur la détermination de la charge des particules solides en suspension. — P. 106-108.

Intéressante discussion des résultats expérimentaux actuellement connus, au point de vue de la valeur à attribuer à la constante A de la formule de Stokes-Cunningham. Mac Keehan (*Physikalische Zeitschrift*, XII, p. 707 ; 1911) donne $A = 1,00$, et Millikan (*idem*, XI, p. 1097 ; 1910) donne $A = 0,815$. Il semble qu'on obtient pour la charge e des particules nébuleuses des valeurs plus concordantes en prenant $A = 1,00$; mais, même dans ce cas, l'incertitude où l'on est en général sur la densité réelle des particules ne permet pas de tirer des conclusions bien nettes ; rappelons d'ailleurs que Knudsen et Weber (*Annalen der Physik*, XXXVI, p. 981 ; 1911) ont montré que A n'était pas constant, mais variait avec la grosseur des particules.

CH. LEENHARDT.

F. KOREF. — Sur la fréquence propre des éléments en combinaisons.
P. 183-188.

La formule de Nernst et Lindemann :

$$1 \quad A \cdot W = \frac{3}{2} R \left[\frac{\left(\frac{\beta v}{T}\right)^2 e^{\frac{\beta v}{T}}}{\left(e^{\frac{\beta v}{T}} - 1\right)^2} + \frac{\left(\frac{\beta v}{2T}\right)^2 e^{\frac{\beta v}{2T}}}{\left(e^{\frac{\beta v}{2T}} - 1\right)^2} \right]$$

indique que la chaleur atomique des éléments converge vers $3R$ et n'atteint cette valeur qu'à une température d'autant plus haute que la fréquence propre des éléments ν est plus grande. D'autre part, si la loi de Kopp de l'additivité des chaleurs atomiques est vraie dans les domaines de température où la limite $3R$ n'est pas encore atteinte, il faut que la fréquence propre d'un atome soit la même à l'état libre qu'en combinaison ; or cela n'est pas, ainsi que l'a montré Russel (¹), et c'est pourquoi l'auteur essaye de déterminer les variations de la valeur ν d'un élément qui entre en combinaison. Considérant le point de fusion T_s comme la température à laquelle les amplitudes des oscillations deviennent égales aux distances des atomes, Lindemann calcule ν par la formule :

$$2 \quad \nu = 2,80 \cdot 10^{12} \sqrt{\frac{T_s}{AV^3}},$$

où A et V représentent le poids et le volume atomiques. L'auteur applique la même formule aux atomes en combinaison ; ν' étant la nouvelle fréquence de l'atome, V' son volume en combinaison, T_s' le point de fusion de la combinaison, on a :

$$3 \quad \nu' = 2,80 \cdot 10^{12} \sqrt{\frac{T_s'}{AV'^3}}.$$

De là on a pour les deux atomes A et B d'une combinaison binaire :

$$4) \quad \frac{V'_a}{V'_b} = \sqrt{\frac{B}{A}} \sqrt[3]{\frac{V'_b}{V'_a}} = \frac{r_b \sqrt{B}}{r_a \sqrt{A}}.$$

(¹ Voy. ce vol., p. 249.)

r'_a et r'_b étant les rayons des deux atomes. Le volume atomique étant une propriété approximativement additive, on a comme première approximation :

$$(5) \quad \nu' = 280 \cdot 10^{12} \sqrt{\frac{T'_s}{AV^{\frac{2}{3}}}}$$

Portant dans (4) les valeurs de ν' fournies par (5), on calcule V'_a et V'_b à l'aide de (4) et du volume moléculaire du composé, et ensuite on calcule par (3) les valeurs plus exactes de ν'_a et ν_b , ν étant connu d'après la chaleur atomique; on tire de (2) et 3 le rapport :

$$(6) \quad \frac{\nu}{\nu'} = \sqrt{\frac{T'_s}{T_s}} \sqrt[3]{\frac{V}{V'}}$$

Le plus souvent le facteur $\sqrt[3]{\frac{V}{V'}}$ est très voisin de l'unité; mais $\frac{T'_s}{T_s}$ peut avoir des valeurs quelconques, souvent très grandes ou très petites, comme on le voit en comparant, par exemple, les points de fusion de C libre et de CO_2 , de O libre et des oxydes métalliques.

L'auteur calcule les valeurs de ν' pour une série de combinaisons et en déduit les chaleurs moléculaires, qu'il compare à celles que fournit l'expérience. Les déterminations ont été effectuées sur CO_2 solide, SiC, NaBr, NaF, KF, PbCl_2 , TiCl, CaO, CuO, MgO, Na_2CO_3 , K_2CO_3 . En général, la concordance entre les chaleurs moléculaires calculées et observées est excellente.

On peut encore vérifier la formule d'une façon plus directe en comparant les longueurs d'ondes correspondant à ν' à celles des rayons résiduels mesurés par Rubens. Pour KCl, KBr, KI, NaCl, l'accord est satisfaisant, il est moins bon pour CaF_2 .

De ces relations découle une application au calcul de l'affinité chimique. Sur la base du théorème de Nernst, on peut déduire l'affinité chimique de l'effet thermique et de la chaleur spécifique. Pour les corps solides on sait que :

$$U = U_1 + T\Sigma F(\nu) + \frac{2}{5} \Sigma aT^{\frac{5}{2}}$$

$$A = A_0 - T\Sigma \Phi(\nu) \times \frac{4}{15} \Sigma aT^{\frac{5}{2}}$$

où

$$F(\nu) = \frac{3}{2} R \left[\frac{\frac{\beta\nu}{T}}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1} + \frac{\frac{\beta\nu}{2T}}{e^{\frac{\beta\nu}{2T}} - 1} \right],$$

$$\Phi(\nu) = \frac{3}{2} R \left[\frac{3}{2} \frac{\beta\nu}{T} - \log_n \left(e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1 \right) - \log_n \left(e^{\frac{\beta\nu}{2T}} - 1 \right) \right].$$

Comme la fréquence propre nous est donnée pour les éléments libres ou en combinaison par le point de fusion et la densité, on peut déduire l'affinité chimique de l'effet thermique du phénomène, des points de fusion et des densités des espèces moléculaires réagissantes et formées. Le dernier terme des expressions de U et de A est relatif au travail extérieur et peut être négligé, de sorte que la marche de U et de A ne dépend que des termes $\Sigma F(\nu)$ et $\Sigma \Phi(\nu)$. D'une façon générale, on peut dire que : *L'affinité chimique diminue quand la température s'élève si la somme des points de fusion atomiques est notablement plus grande pour les molécules formées que pour les molécules réagissantes, et inversement.*

A. CORVISY.

E. GOLDSTEIN. — Les spectres d'émission des combinaisons aromatiques sous l'action de la lumière ultra-violette, des rayons cathodiques, des rayons du radium et des rayons-canaux. — P. 188-193.

L'auteur a déjà montré (1) que les combinaisons aromatiques solides, soumises aux rayons cathodiques, manifestent l'émission désignée du nom de *Hauptspectrum*, et acquièrent la propriété de donner la même émission sous l'action des rayons ultra-violets (au lieu du *Vorspectrum*, qu'ils donnaient avant l'action des rayons cathodiques).

Les rayons β des corps radioactifs et les rayons-canaux produisent le même effet. La substance modifiée reprend son état antérieur par fusion, sublimation dans le vide ou dissolution suivie d'évaporation du solvant. L'auteur pense pour cette raison que la modification due à l'action des rayons cathodiques et autres est de nature physique.

Les rayons-canaux ont une action particulière : la phosphorescence qu'ils excitent s'éteint très vite, phénomène déjà connu. Là aussi il

¹ E. GOLDSTEIN, *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 785 ; 1911.

ne s'agit vraisemblablement que d'une modification d'origine physique (et non d'une transformation chimique), car la poudre de diamant, éteinte par les rayons-canaux, luit à nouveau immédiatement sous l'action des rayons cathodiques.

L. BRÜNINGHAUS.

MAX DIECKMANN. — Indicateur thermique permettant d'évaluer la résonance par une méthode de zéro. — P. 165.

L'auteur rappelle que, dès 1907 ⁽¹⁾, il a indiqué un dispositif permettant d'évaluer la résonance par une méthode de zéro au moyen d'un thermoélément dans le vide placé dans un montage identique à celui indiqué par Isakow ⁽²⁾.

R. JOUAUST.

S. FULCHER. — L'effet Stark-Döppler des rayons-canaux de l'hydrogène dans l'air. — P. 224-228.

Dans un précédent mémoire ⁽³⁾, l'auteur a étudié la production de lumière par les rayons-canaux : il cherche à expliquer les particularités de l'effet Stark-Döppler par la nature des chocs des rayons-canaux avec les molécules gazeuses.

Lorsque les rayons-canaux de l'hydrogène bombardent les molécules d'hydrogène : effet Stark très net, la raie fixe étant séparée de la raie déplacée par un minimum d'intensité ; mais, lorsqu'ils bombardent des molécules d'air, on n'obtient que la raie déplacée. Dans ce dernier cas, la lumière semble donc être produite par les chocs non complètement élastiques des rayons-canaux sur les molécules d'air.

Lorsque les rayons-canaux de l'azote bombardent les molécules d'hydrogène, on n'obtient que les bandes négatives, et elles donnent un effet Döppler.

L. LETELLIER.

L. SCHILLER et A. DOGE. — Mesures de résistances et d'accéléérations sur des enregistrements photographiques. — P. 234.

Le ballon, en caoutchouc rouge, de 45^{cm} de diamètre, est abandonné avec différentes forces ascensionnelles au centre d'un grand

⁽¹⁾ *J. de Phys.*, 4^e série, t. VIII, p. 135 ; 1909.

⁽²⁾ *Voy. ce vol.*, p. 168.

⁽³⁾ *J. de Phys.*, t. I, p. 337.

hall vitré, de 11 mètres, de hauteur. Des photographies sont prises toutes les demi-secondes avec deux appareils orientés à angle droit. Une partie de l'ascension correspond à une vitesse variable, puis s'établit une vitesse constante; pendant la période de vitesse constante, la résistance de l'air est égale à la force ascensionnelle; les photographies permettent de calculer la vitesse. La vitesse a varié de 0^m,2 à 1^m,4 par seconde. Si on cherche à représenter la résistance par la formule

$$R = k \cdot S \cdot V^2,$$

S étant la surface d'un grand cercle de la sphère, on trouve pour R des valeurs décroissant de 0,068 à 0,035 et n'ayant une tendance à devenir constantes que vers 1 mètre (unités kilogr., mètre, seconde). — Si d'ailleurs on la représente par

$$R = 0,035 \cdot S \cdot V^x,$$

on trouve pour x des valeurs sensiblement égales, avec 1,57 comme moyenne, pour les vitesses inférieures à 0^m,8. Les auteurs en concluent que, pour ces vitesses, on trouve un domaine analogue à celui rencontré par Allen (1) en étudiant la chute de petites sphères dans un liquide visqueux, intermédiaire entre les domaines pour lesquels la résistance est proportionnelle respectivement à V et à V², et pour lequel la puissance de la vitesse qui intervient est voisine de 1,5.

CH. MAURAIN.

KREIDER. — Quelques expériences de cours élémentaires. — P. 250-252.

I. Cuve permettant de projeter les expériences relatives à la polarisation dans les piles.

II. Appareil pour la loi de Mariotte.

P. LUGOL.

P. ZEEMAN. — Considérations relatives à l'émission de la lumière sous l'influence de forces magnétiques et électriques et expériences suggérées par celles-ci. Première partie: Considérations théoriques. — P. 177-183.

Dans ce mémoire présenté à la séance du 28 janvier 1911 de l'Académie des Sciences d'Amsterdam, l'auteur développe quelques consi-

¹ H.-S. ALLEN, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. L, p. 323 et 519; 1900.

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Avril 1912.)

dérations relatives à l'influence simultanée de forces électriques et magnétiques sur l'émission lumineuse.

Voigt avait montré théoriquement que, si l'on étudiait au spectroscopie de la lumière émise parallèlement aux lignes de force d'un champ électrique, on doit observer un déplacement des raies spectrales sans polarisation ; dans le cas d'un champ électrique transversal, chaque raie doit être dédoublée en deux raies polarisées, dont l'une, polarisée perpendiculairement au champ, subit un déplacement trois fois plus grand que l'autre dont la direction de vibration est perpendiculaire au champ. D'ailleurs le changement de la période de vibration est proportionnel au carré de la force électrique.

Cet effet électrique n'a jamais pu être observé. Cela tient d'abord à ce qu'il doit être très petit. Voigt estime en effet qu'avec un champ de 30.000 volts le déplacement est seulement de 1/100 de la distance des raies D. Il est en outre très difficile de soumettre les vapeurs métalliques à de forts champs électriques sans neutraliser ceux-ci.

L'auteur indique une méthode de déceler cet effet électrique, qui consiste à observer les modifications des doublets ou triplets magnétiques sous l'influence d'un champ électrique.

Si l'on considère les vibrations d'un électron vibrant sous l'influence simultanée d'un champ magnétique et d'un champ électrique parallèle au premier, la raie spectrale sera décomposée de la façon suivante pour l'observation transversale. On aura d'abord deux raies déplacées vers le rouge par rapport à la raie primitive sous l'influence du champ électrique. Celle de ces raies dont la direction de vibration est parallèle au champ électrique ne sera pas modifiée par le champ magnétique ; celle dont la direction de vibration est perpendiculaire sera dédoublée par le champ magnétique. De cette sorte on observera un triplet *dissymétrique* constitué par deux composantes, — l'une électrique, l'autre magnétique, — composées de deux raies déplacées vers le rouge par rapport à la raie primitive, et d'une composante magnétique déplacée vers le violet.

Si le champ magnétique est perpendiculaire au champ électrique, on obtient un doublet dissymétrique dont les composantes sont polarisées elliptiquement.

W. VOIGT et H.-M. HANSEN. — Le nouveau spectroscopie à réseau de l'Institut de Göttingen et son application à l'observation de la biréfringence magnétique dans le voisinage des raies d'absorption. — P. 217-224.

Les auteurs décrivent un modèle de spectroscopie construit suivant le système de Littow et constitué essentiellement par un réseau plan de Michelson de $13^{\text{cm}},3$ de largeur et comptant 600 traits par millimètre, associé à un objectif de 3 mètres de distance focale et de $10^{\text{cm}},8$ d'ouverture. Ce spectroscopie leur a servi à étudier la biréfringence magnétique au voisinage des composantes magnétiques des raies d'absorption de la vapeur de sodium. Il était associé à cet effet à un système de polariseurs et à un compensateur de Babinet. Ils ont ainsi obtenu de belles photographies des franges d'interférence montrant les phénomènes de biréfringence cherchés et mettant en évidence les types de répartition magnétique caractérisant les raies D_1 et D_2 . Cette méthode de la biréfringence permet d'étudier avec beaucoup de précision le phénomène de Zeeman, même sur les raies qui sont trop diffuses pour être susceptibles de bonnes mesures.

F. PASCHEN. — La dissymétrie des triplets de Zeeman. — P. 252-253.

L'auteur fait remarquer que les résultats relatifs à la dissymétrie du triplet 5790 du mercure énoncés par Martinez Risco dans un mémoire récent⁽¹⁾ avaient été reconnus par Gmelin (*Phys. Z.*, IX, 212 ; 1908).

JANF MOLYNEUX. — Quelques recherches sur le spectre de l'hélium pour établir la réalité du déplacement des composantes médianes des triplets normaux de Zeeman. — P. 259-260.

L'auteur a étudié à l'aide d'un étalon de Pérot et Fabry les composantes médianes des triplets normaux de Zeeman donnés par les raies λ 6678, 5876, 5016, 4922, 4713, 4472 A. E. de l'hélium. Elle a trouvé que ces déplacements ne dépassaient jamais quelques millièmes d'angström. Elle a aussi, d'après les observations de ces triplets, mesuré la valeur de $\frac{e}{m}$ et elle a trouvé :

$$\frac{e}{m} = 5,655 \cdot 10^{17}.$$

F. CROZE.

¹ Ce vol., p. 257.

A. OCCIALINI. — Étincelles produites par une basse différence de potentiel (communication de l'Institut de physique de l'Université de Pise) (traduit de l'italien). — P. 268-270.

L'auteur pense qu'il y a identité entre les phénomènes qui se produisent au moment du rallumage de l'arc et l'étincelle électrique. Il a eu l'occasion de constater⁽¹⁾ que, lorsque l'arc s'allume, on peut au début observer un spectre de lignes. Pour confirmer cette identité, il a entrepris des recherches ayant pour but de montrer qu'on peut produire entre des électrodes soumises à une faible différence de potentiel des décharges ayant le caractère de l'étincelle.

Un arc jaillit entre deux charbons reliés au conducteur neutre et au conducteur négatif d'une distribution à courant continu à trois fils. Une électrode métallique est réunie par l'intermédiaire d'une grande résistance au conducteur positif.

Cette électrode est à proximité du charbon négatif et une capacité est en outre placée en dérivation sur ces deux électrodes.

Dans ces conditions, des décharges se produisent entre elles sous la tension de 110 volts.

Ces décharges ont bien le caractère de l'étincelle. L'examen spectroscopique permet de reconnaître dans le spectre de cette décharge les lignes de l'air et aussi celles du métal de l'électrode ; mais, pour que ces lignes soient visibles, il faut que la capacité placée en dérivation soit suffisante. Une bobine de self-induction en série avec la capacité affaiblit les raies.

L'auteur pense que ces expériences permettent de supposer qu'il y a identité entre les phénomènes du rallumage de l'arc et la petite étincelle qui jaillit entre les pôles d'une machine statique, quand aucune capacité n'est intercalée entre ces pôles.

R. JOUAUST.

(1) *Nuovo Cimento*, t. IV, p. 311 ; 1910.

LES RAPPORTS DE LA MATIÈRE ET DE L'ÉTHÉR (1);

Par M. HENRI POINCARÉ.

Lorsque M. Abraham est venu me demander de clore la série des conférences organisées par la Société française de Physique⁽²⁾, j'ai d'abord été sur le point de refuser; il me semblait que chaque sujet avait été entièrement traité et que je ne pourrais rien ajouter à ce qui avait été si bien dit. Je ne pouvais que chercher à résumer l'impression qui semble se dégager de cet ensemble de travaux, et cette impression est tellement nette que chacun de vous a dû l'éprouver tout aussi bien que moi et que je ne saurais lui donner aucune clarté nouvelle en m'efforçant de l'exprimer par des phrases. Mais M. Abraham a insisté avec tant de bonne grâce que j'ai fini par me résigner à des inconvénients inévitables dont le plus grand est de redire ce que chacun de vous a depuis longtemps pensé et dont le moindre est de traverser une foule de sujets divers sans avoir le temps de m'y arrêter.

Une première réflexion a dû frapper tous les auditeurs; les anciennes hypothèses mécanistes et atomistes ont pris dans ces derniers temps assez de consistance pour cesser presque de nous apparaître comme des hypothèses; les atomes ne sont plus une fiction commode; il nous semble pour ainsi dire que nous les voyons, depuis que nous savons les compter. Une hypothèse prend du corps et gagne en vraisemblance quand elle explique de nouveaux faits; mais cela peut arriver de bien des façons; le plus souvent elle doit s'élargir pour rendre compte des faits nouveaux; mais tantôt elle perd en précision en s'élargissant, tantôt il est nécessaire de greffer sur elle une hypothèse accessoire qui s'y adapte d'une façon plausible, qui ne jure pas trop avec le porte-greffe, mais qui n'en est pas moins quelque chose d'étranger, d'imaginé tout exprès en vue du but à atteindre, qui est en un mot une sorte de coup de pouce; dans ce cas on ne peut pas dire que l'expérience a confirmé l'hypothèse primitive, mais tout au plus qu'elle ne l'a pas contredite. Ou bien encore, il y a entre les faits nouveaux et les faits anciens, pour

¹ Conférence faite à la Société française de Physique, le 11 avril 1912.

² Ces conférences, réunies par la Société française de Physique en un volume spécial, seront très prochainement adressées à tous ses membres.

lesquels l'hypothèse avait été primitivement conçue une connexion intime et de telle nature que toute hypothèse qui rend compte des uns doit par cela même rendre compte des autres, de telle sorte que les faits vérifiés ne sont nouveaux qu'en apparence.

Il n'en est plus de même quand l'expérience nous révèle une coïncidence que l'on aurait pu prévoir et qui ne saurait être due au hasard et surtout quand il s'agit d'une coïncidence numérique. Or ce sont des coïncidences de ce genre qui sont venues dans ces derniers temps confirmer les idées atomistes.

La théorie cinétique des gaz a reçu pour ainsi dire des états inattendus. De nouvelles venues se sont exactement calquées sur elles; ce sont d'une part la théorie des solutions, et d'autre part la théorie électronique des métaux. Les molécules des corps dissous, de même que les électrons libres auxquels les métaux doivent leur conductibilité électrique, se comportent comme les molécules gazeuses dans les enceintes où elles sont enfermées. Le parallélisme est parfait et on peut le poursuivre jusqu'à des coïncidences numériques. Par là ce qui était douteux devient probable; chacune de ces trois théories, si elle était isolée, ne nous apparaîtrait que comme une hypothèse ingénieuse, à laquelle on pourrait substituer d'autres explications à peu près aussi vraisemblables; mais, comme dans chacun des trois cas, il faudrait une explication différente, les coïncidences constatées ne pourraient plus être attribuées qu'au hasard, ce qui est inadmissible, tandis que les trois théories cinétiques rendent ces coïncidences nécessaires. Et puis la théorie des solutions nous fait passer tout naturellement à celle du mouvement brownien où il est impossible de regarder l'agitation thermique comme une fiction de l'esprit, puisqu'on la voit directement sous le microscope.

Les brillantes déterminations du nombre des atomes faites par M. Perrin ont complété ce triomphe de l'atomisme. Ce qui entraîne notre conviction, ce sont les multiples concordances entre des résultats obtenus par des procédés entièrement différents. Il n'y a pas très longtemps, on se serait estimé heureux pourvu que les nombres trouvés eussent le même nombre de chiffres; on n'aurait même pas exigé que le premier chiffre significatif fût le même; ce premier chiffre est aujourd'hui acquis; et ce qui est remarquable c'est qu'on s'est adressé aux propriétés les plus diverses de l'atome. Dans les procédés dérivant du mouvement brownien, ou dans ceux où l'on invoque la loi du rayonnement, ce ne sont pas les atomes que l'on a comptés

directement, ce sont les degrés de liberté ; dans celui où l'on se sert du bleu du ciel, ce ne sont plus les propriétés mécaniques des atomes qui entrent en jeu, ils sont regardés comme des causes de discontinuité optique ; enfin, quand on se sert du radium, ce que l'on compte, ce sont les émissions de projectiles. C'est à tel point que, s'il y avait eu des discordances, on n'aurait pas été embarrassé pour les expliquer, mais heureusement il n'y en a pas eu.

L'atome du chimiste est maintenant une réalité ; mais cela ne veut pas dire que nous sommes près de toucher les éléments ultimes des choses. Quand Démocrite a inventé les atomes, il les considérait comme des éléments absolument indivisibles et au delà desquels il n'y a plus rien à chercher. C'est cela que cela veut dire en grec ; et c'est d'ailleurs pour cela qu'il les avait inventés ; derrière l'atome, il ne voulait plus de mystère. L'atome du chimiste ne lui aurait donc pas donné satisfaction, car cet atome n'est nullement indivisible, il n'est pas un véritable élément, il n'est pas exempt de mystère ; cet atome est un monde. Démocrite aurait estimé qu'après nous être donné tant de mal pour le trouver, nous ne sommes pas plus avancés qu'au début ; ces philosophes ne sont jamais contents.

Car, et c'est là la seconde réflexion qui s'impose à nous : chaque nouvelle découverte de la physique nous révèle une nouvelle complication de l'atome. Et d'abord les corps que l'on croyait simples, et qui, à bien des égards, se comportent tout à fait comme des corps simples, sont susceptibles de se décomposer en corps plus simples encore. L'atome se désagrège en atomes plus petits. Ce qu'on appelle la radioactivité n'est qu'une perpétuelle désagrégation de l'atome. C'est ce qu'on a appelé quelquefois la transmutation des éléments, ce qui n'est pas tout à fait exact, puisqu'un élément ne se transforme pas en réalité en un autre, mais se décompose en plusieurs autres. Les produits de cette décomposition sont encore des atomes chimiques, analogues à bien des égards aux atomes complexes qui leur ont donné naissance en se désagrégeant, de sorte que le phénomène pourrait s'exprimer comme les réactions les plus banales, par une équation chimique, susceptible d'être acceptée sans trop de souffrances par le chimiste le plus conservateur.

Ce n'est pas tout, dans l'atome nous trouvons bien d'autres choses : nous y trouvons d'abord des électrons ; chaque atome nous apparaît alors comme une sorte de système solaire, où de petits électrons négatifs jouant le rôle de planètes gravitent autour d'un gros électron

positif qui joue le rôle de soleil central. C'est l'attraction mutuelle de ces électricités de nom contraire qui maintient la cohésion du système et qui en fait un tout ; c'est elle qui règle les périodes des planètes, et ce sont ces périodes qui déterminent la longueur d'onde de la lumière émise par l'atome ; c'est à la self-induction des courants de convection produits par les mouvements de ces électrons que l'atome qui en est formé doit son inertie apparente et ce que nous appelons sa masse. Outre ces électrons captifs, il y a des électrons libres, ceux qui obéissent aux mêmes lois cinétiques que les molécules gazeuses, ceux qui rendent les métaux conducteurs. Ceux-là sont comparables aux comètes qui circulent d'un système stellaire à l'autre et qui établissent entre ces systèmes éloignés comme un libre échange d'énergie.

Mais nous ne sommes pas au bout : après les électrons ou atomes d'électricité, voici venir les magnétons ou atomes de magnétisme et qui nous arrivent aujourd'hui par deux voies différentes, par l'étude des corps magnétiques et par l'étude du spectre des corps simples. Je n'ai pas à vous rappeler ici la belle conférence de M. Weiss et les étonnants rapports de commensurabilité que ces expériences ont mis en évidence d'une façon si inattendue. Là aussi il y a des rapports numériques que l'on ne saurait attribuer au hasard et dont il faut chercher l'explication.

En même temps il faut expliquer les lois si curieuses de la répartition des raies dans le spectre. D'après les travaux de Balmer, de Runge, de Kaiser, de Rydberg, ces raies se répartissent en séries et dans chaque série obéissent à des lois simples. La première pensée est de rapprocher ces lois de celles des harmoniques. De même qu'une corde vibrante a une infinité de degrés de liberté, ce qui lui permet de donner une infinité de sons dont les fréquences sont les multiples de la fréquence fondamentale ; de même qu'un corps sonore de forme complexe donne aussi des harmoniques, dont les lois sont analogues, quoique beaucoup moins simples, de même qu'un résonnateur de Hertz est susceptible d'une infinité de périodes différentes, l'atome ne pourrait-il donner, pour des raisons identiques, une infinité de lumières différentes. Vous savez que cette idée si simple a fait faillite, parce que, d'après les lois spectroscopiques, c'est la fréquence et non son carré dont l'expression est simple ; parce que la fréquence ne devient pas infinie pour les harmoniques de rang infiniment élevé. L'idée doit être modifiée ou

elle doit être abandonnée. Jusqu'ici elle a résisté à toutes les tentatives, elle a refusé de s'adapter; c'est ce qui a conduit M. Ritz à l'abandonner. Il se représente alors l'atome vibrant comme formé d'un électron tournant et de plusieurs magnétons placés bout à bout. Ce n'est plus l'attraction électrostatique mutuelle des électrons qui règle les longueurs d'onde, c'est le champ magnétique créé par ces magnétons.

On a quelque peine à accepter cette conception, qui a je ne sais quoi d'artificiel; mais il faut bien qu'on s'y résigne, au moins provisoirement, puisque jusqu'ici on n'a rien trouvé d'autre et que cependant on a bien cherché. Pourquoi des atomes d'hydrogène peuvent-ils donner plusieurs raies? Ce n'est pas parce que chacun d'eux pourrait donner toutes les raies du spectre de l'hydrogène, et qu'il donne effectivement l'une ou l'autre suivant les circonstances initiales du mouvement; c'est parce qu'il y a plusieurs espèces d'atomes d'hydrogène, différant entre eux par le nombre des magnétons qui y sont alignés, et que chacune de ces espèces d'atomes donne une raie différente; on se demande si ces atomes différents peuvent se transformer les uns dans les autres et comment. Comment un atome peut-il perdre des magnétons (et c'est ce qui semble arriver quand on passe d'une variété allotropique du fer à une autre)? Est-ce que le magnéton peut sortir de l'atome ou bien une partie d'entre eux peut-elle quitter l'alignement pour se disposer irrégulièrement?

Cette disposition des magnétons bout à bout est aussi un trait singulier de l'hypothèse de Ritz; les idées de M. Weiss doivent toutefois nous le faire paraître moins étrange. Il faut bien que les magnétons se disposent sinon bout à bout, au moins parallèlement, puisqu'ils s'ajoutent arithmétiquement ou au moins algébriquement, et non pas géométriquement.

Qu'est-ce maintenant qu'un magnéton? Est-ce quelque chose de simple? Non, si l'on ne veut pas renoncer à l'hypothèse des courants particuliers d'Ampère; un magnéton est alors un tourbillon d'électrons et voilà notre atome qui se complique de plus en plus.

Toutefois ce qui, mieux que toute autre chose, nous fait mesurer la complexité de l'atome, c'est la réflexion que faisait M. Debièrne à la fin de sa conférence. Il s'agit d'expliquer la loi de la transformation radioactive; cette loi est très simple, elle est exponentielle; mais, si on réfléchit à sa forme, on voit que c'est une loi statistique; on y reconnaît la marque du hasard. Or le hasard n'est pas dû ici à la

rencontre fortuite d'autres atomes et d'autres agents extérieurs. C'est à l'intérieur même de l'atome que se trouvent les causes de sa transformation, je veux dire la cause occasionnelle aussi bien que la cause profonde. Sans cela nous verrions les circonstances externes, la température par exemple, exercer une influence sur le coefficient du temps dans l'exposant; or ce coefficient est remarquablement constant, et Curie propose de s'en servir pour la mesure du temps absolu.

Le hasard qui préside à ces transformations est donc un hasard interne; c'est-à-dire que l'atome du corps radioactif est un monde et un monde soumis au hasard; mais qu'on y prenne garde, qui dit hasard, dit grands nombres; un monde formé de peu d'éléments obéira à des lois plus ou moins compliquées, mais qui ne seront pas des lois statistiques. Il faut donc que l'atome soit un monde complexe; il est vrai que c'est un monde fermé (ou tout au moins presque fermé), il est à l'abri des perturbations extérieures que nous pouvons provoquer; puisqu'il y a une statistique et par conséquent une thermodynamique interne de l'atome, nous pouvons parler de la température interne de cet atome; eh bien! elle n'a aucune tendance à se mettre en équilibre avec la température extérieure, comme si l'atome était enfermé dans une enveloppe parfaitement adiathermane. Et c'est précisément parce qu'il est fermé, parce que ses fonctions sont nettement tracées, gardées par des douaniers sévères, que l'atome est un individu.

Au premier abord, cette complexité de l'atome n'a rien de choquant pour l'esprit; il semble qu'elle ne doive nous causer aucun embarras. Mais un peu de réflexion ne tarde pas à nous montrer les difficultés qui nous échappaient d'abord. Ce qu'on a compté, en comptant les atomes, ce sont les degrés de liberté; nous avons implicitement supposé que chaque atome n'en a que trois; c'est ce qui nous rend compte des chaleurs spécifiques observées; mais chaque complication nouvelle devrait introduire un degré de liberté nouveau, et alors nous sommes loin de compte. Cette difficulté n'a pas échappé aux créateurs de la théorie de l'équipartition de l'énergie; ils s'étonnaient déjà du nombre des raies du spectre; mais, ne trouvant aucun moyen d'en sortir, ils ont eu la hardiesse de passer outre.

Ce qui semble l'explication naturelle, c'est justement que l'atome est un monde complexe, mais un monde fermé; les perturbations extérieures n'ont aucune répercussion sur ce qui se passe en dedans,

et ce qui se passe en dedans n'agit pas sur le dehors; cela ne saurait être tout à fait vrai, sans cela nous ignorerions toujours ce qui se passe en dedans, et l'atome nous apparaîtrait comme un simple point matériel; ce qui est vrai, c'est qu'on ne peut voir le dedans que par une toute petite fenêtre, qu'il n'y a pas pratiquement d'échange d'énergies entre l'extérieur et l'intérieur et par conséquent pas de tendance à l'équipartition de l'énergie entre les deux mondes. La température interne, comme je disais tout à l'heure, ne tend pas à se mettre en équilibre avec la température extérieure, et c'est pour cela que la chaleur spécifique est la même que si toute cette complexité interne n'existait pas. Supposons un corps complexe formé d'une sphère creuse dont la paroi interne serait absolument imperméable à la chaleur, et au dedans une foule de corps divers, la chaleur spécifique observée de ce corps complexe sera celle de la sphère, comme si tous les corps qui sont enfermés dedans n'existaient pas.

La porte qui ferme le monde intérieur de l'atome s'entr'ouvre pourtant de temps en temps; c'est ce qui arrive quand, par l'émission d'une particule d'hélium, l'atome se dégrade et descend d'un rang dans la hiérarchie radioactive. Que se passe-t-il alors? En quoi cette décomposition diffère-t-elle des décompositions chimiques ordinaires? En quoi l'atome d'uranium, formé d'hélium et d'autre chose, a-t-il plus de titres au nom d'atome que la demi-molécule de cyanogène, par exemple, qui se comporte à tant d'égards comme celle d'un corps simple, et qui est formée de carbone et d'azote? C'est sans doute que la chaleur atomique de l'uranium obéirait (je ne sais si elle a été mesurée à la loi de Dulong et Petit et qu'elle serait bien celle d'un atome simple; elle devrait doubler alors au moment de l'émission de la particule d'hélium et quand l'atome primordial se décompose en deux atomes secondaires. Par cette décomposition, l'atome acquerrait de nouveaux degrés de liberté susceptibles d'agir sur le monde extérieur, et ces nouveaux degrés de liberté se traduiraient par un accroissement de chaleur spécifique. Quelle serait la conséquence de cette différence entre la chaleur spécifique totale des composants et celle des composés? C'est que la chaleur dégagée par cette décomposition devrait varier rapidement avec la température; de sorte que la formation des molécules radioactives, très fortement endothermique à la température ordinaire, deviendrait exothermique à température élevée. On s'expliquerait mieux ainsi comment les composés

radioactifs ont pu se former, ce qui ne laissait pas d'être un peu mystérieux.

Quoi qu'il en soit, cette conception de ces petits mondes fermés, ou seulement entr'ouverts, ne suffit pas pour résoudre le problème. Il faudrait que l'équipartition de l'énergie régnât sans contestation en dehors de ces mondes fermés, sauf au moment où l'une des portes s'entr'ouvrirait, et ce n'est pas ce qui arrive.

La chaleur spécifique des corps solides diminue rapidement quand la température s'abaisse, comme si quelques-uns de leurs degrés de liberté s'ankylosaient successivement, se gelaient pour ainsi dire, ou, si vous aimez mieux, perdaient tout contact avec l'extérieur et se retireraient à leur tour derrière je ne sais quelle enceinte dans je ne sais quel monde fermé.

D'autre part, la loi du rayonnement noir n'est pas celle qu'exigerait la théorie de l'équipartition.

La loi qui s'adapterait à cette théorie serait celle de Rayleigh, et cette loi, qui d'ailleurs impliquerait contradiction, puisqu'elle conduirait à un rayonnement total infini, est absolument contredite par l'expérience. Il y a dans l'émission des corps noirs beaucoup moins de lumière à courte longueur d'onde que ne l'exigerait l'hypothèse de l'équipartition.

C'est pour cela que M. Planck a imaginé sa théorie des Quanta, d'après laquelle les échanges d'énergie entre la matière et l'éther, ou bien entre la matière ordinaire et les petits résonateurs dont les vibrations engendrent la lumière des corps incandescents, ne pourraient se faire que par sauts brusques; un de ces résonateurs ne pourrait acquérir d'énergie ou en perdre d'une manière continue; il ne pourrait acquérir une fraction de quantum, il acquerrait un quantum tout entier ou rien du tout.

Pourquoi alors la chaleur spécifique d'un solide diminue-t-elle à basse température, pourquoi certains de ses degrés de liberté semblent-ils ne pas jouer? C'est parce que la provision d'énergie qui leur est offerte à basse température n'est pas suffisante pour leur fournir un quantum à chacun; certains d'entre eux n'auraient droit qu'à une fraction de quantum; mais, comme ils veulent tout ou rien, ils n'ont rien et restent comme ankylosés.

De même dans le rayonnement, certains résonateurs, qui ne peuvent avoir leur quantum entier, n'ont rien et restent immobiles; de sorte qu'il y a beaucoup moins de lumière rayonnée à basse tem-

pérature qu'il n'y en aurait sans cette circonstance ; et comme le quantum exigé est d'autant plus grand que la longueur d'onde est plus petite, ce sont surtout les résonnateurs à courte longueur d'onde qui demeurent muets, de sorte que la proportion de lumière à courte longueur d'onde est beaucoup plus petite que ne l'exigerait la loi de Rayleigh.

Déclarer qu'une semblable théorie soulève bien des difficultés, ce serait une grande naïveté ; quand on émet une idée aussi hardie, on s'attend bien à rencontrer des difficultés, on sait qu'on bouleverse toutes les opinions reçues et on ne s'étonne plus d'aucun obstacle, on s'étonnerait au contraire de n'en pas trouver devant soi. Aussi ces difficultés ne semblent-elles pas des objections valables.

J'aurai cependant le courage de vous en signaler quelques-unes et je ne choisirai pas les plus grosses, les plus évidentes, celles qui se présentent à tous les esprits, et en effet cela est bien inutile, puisque tout le monde y pense du premier coup ; je veux vous dire simplement par quelle série d'états d'âmes j'ai successivement passé.

Je me suis demandé d'abord quelle était la valeur des démonstrations proposées ; j'ai vu qu'on évaluait la probabilité des diverses répartitions de l'énergie, en les énumérant simplement, puisque, grâce à l'hypothèse faite, elles étaient en nombre fini, mais je ne voyais pas bien pourquoi on les regardait comme également probables. Ensuite on introduisait les relations connues entre la température, l'entropie et la probabilité ; cela supposait la possibilité de l'équilibre thermodynamique, puisque ces relations sont démontrées en supposant cet équilibre possible. Je sais bien que l'expérience nous apprend que cet équilibre est réalisable, puisqu'il est réalisé ; mais cela ne me suffisait pas, il fallait montrer que cet équilibre est compatible avec l'hypothèse faite et même qu'il en est une conséquence nécessaire. Je n'avais pas précisément des doutes, mais j'éprouvais le besoin de voir un peu plus clair, et pour cela il fallait pénétrer un peu dans le détail du mécanisme.

Pour qu'il puisse y avoir une répartition d'énergie entre les résonnateurs de longueur d'onde différente dont les oscillations sont la cause du rayonnement, il faut qu'ils puissent échanger leur énergie ; sans cela la distribution initiale subsisterait indéfiniment et, comme cette distribution initiale est arbitraire, il ne saurait être question d'une loi du rayonnement. Or un résonnateur ne peut céder à l'éther,

et il n'en peut recevoir que de la lumière d'une longueur d'onde parfaitement déterminée. Si donc les résonnateurs ne pouvaient réagir les uns sur les autres mécaniquement, c'est-à-dire sans l'intermédiaire de l'éther; si d'autre part ils étaient fixes et enfermés dans une enceinte fixe, chacun d'eux ne pourrait émettre ou absorber que de la lumière d'une couleur déterminée, il ne pourrait donc échanger d'énergie qu'avec les résonnateurs avec lesquels il serait en parfaite résonance, et la distribution initiale demeurerait inaltérable. Mais nous pouvons concevoir deux modes d'échange qui ne prêtent pas à cette objection. D'une part, des atomes, des électrons libres peuvent circuler d'un résonnateur à l'autre, choquer un résonnateur, lui communiquer et en recevoir de l'énergie. D'autre part, la lumière, en se réfléchissant sur des miroirs mobiles, change de longueur d'onde en vertu du principe de Doppler-Fizeau.

Sommes-nous libérés de choisir entre ces deux mécanismes? Non, il est certain que l'un et l'autre doivent entrer en jeu, et il est nécessaire que l'un et l'autre nous conduisent à un même résultat, à une même loi du rayonnement. Qu'arriverait-il en effet si les résultats étaient contradictoires, si le mécanisme des chocs agissant seul tendait à réaliser une certaine loi de rayonnement, celle de Planck par exemple, tandis que le mécanisme Doppler-Fizeau tendrait à en réaliser une autre? Eh bien! il arriverait que, ces deux mécanismes devant jouer l'un et l'autre, mais devenant alternativement prépondérants sous l'influence de circonstances fortuites, le monde oscillerait constamment d'une loi à l'autre, il ne tendrait pas vers un état final stable, vers cette mort thermique où il ne connaîtra plus le changement; le second principe de la thermodynamique ne serait pas vrai.

Je résolus donc d'examiner successivement les deux processus, et je commençais par l'action mécanique, par le choc. Vous savez pourquoi les théories anciennes nous conduisent forcément à la loi de l'équipartition; c'est parce qu'elles supposent que toutes les équations de la mécanique sont de la forme de Hamilton et que par conséquent elles admettent l'unité comme un dernier multiplicateur au sens de Jacobi. On doit alors supposer que les lois du choc entre un électron libre et un résonnateur ne sont pas de la même forme et que les équations qui les régissent admettent un dernier multiplicateur autre que l'unité. Il faut bien qu'elles aient un dernier multiplicateur, sans quoi le second principe de la thermodynamique ne serait

pas vrai, nous retrouverions la difficulté de tout à l'heure, mais il ne faut pas que ce multiplicateur soit l'unité.

C'est précisément ce dernier multiplicateur qui mesure la probabilité d'un état donné du système (ou plutôt ce qu'on pourrait appeler la densité de la probabilité). Dans l'hypothèse des quanta, ce multiplicateur ne peut être une fonction continue, puisque la probabilité d'un état doit être nulle, toutes les fois que l'énergie correspondante n'est pas un multiple du quantum. C'est là une difficulté évidente, mais c'est une de celles auxquelles nous sommes résignés d'avance; je ne m'y suis pas arrêté; j'ai alors poussé le calcul jusqu'au bout et j'ai retrouvé la loi de Planck, justifiant pleinement les vues du physicien allemand.

Je suis alors passé au mécanisme de Döppler-Fizeau; supposons une enceinte formée d'un corps de pompe et d'un piston, dont les parois sont parfaitement réfléchissantes. Dans cette enceinte est enfermée une certaine quantité d'énergie lumineuse avec une répartition quelconque des longueurs d'onde, mais *pas de source de lumière*; l'énergie lumineuse y est enfermée une fois pour toutes.

Tant que le piston ne bougera pas, cette répartition ne pourra varier, car la lumière conservera sa longueur d'onde en se réfléchissant; mais, quand on déplacera le piston, la répartition variera. Si la vitesse du piston est très petite, le phénomène est réversible et l'entropie doit demeurer constante; on retrouve ainsi l'analyse de Wien et la loi de Wien, mais on n'est pas plus avancé, puisque cette loi est commune aux anciennes et aux nouvelles théories. Si la vitesse du piston n'est pas très petite, le phénomène devient irréversible; de sorte que l'analyse thermodynamique ne nous conduit plus à des égalités, mais à de simples inégalités d'où on ne pourrait tirer de conclusions.

Il semble pourtant que l'on pourrait raisonner comme il suit: supposons que la distribution initiale de l'énergie soit celle du rayonnement noir, c'est évidemment celle qui correspond au maximum de l'entropie; si on donne quelques coups de piston, la distribution finale devra donc rester la même, sans quoi l'entropie aurait diminué; et même quelle que soit la distribution initiale, après un nombre très grand de coups de piston, la distribution finale devra être celle qui rend l'entropie maximum, celle du rayonnement noir. Ce raisonnement serait sans valeur.

La distribution a une tendance à se rapprocher de celle du rayon-

nement noir ; elle ne peut pas plus s'en écarter que la chaleur ne peut passer d'un corps froid sur un corps chaud, c'est-à-dire qu'elle ne peut le faire *sans contre-partie*. Or ici il y a une contre-partie : en donnant des coups de piston, on dépense du travail, qui se retrouve par une augmentation de l'énergie lumineuse enfermée dans le corps de pompe, c'est-à-dire qui est transformé en chaleur.

La même difficulté ne se retrouverait plus si les corps en mouvement sur lesquels se fait la réflexion de la lumière étaient infiniment petits et infiniment nombreux, parce qu'alors leur force vive ne serait pas du travail mécanique, mais de la chaleur ; on ne pourrait donc compenser la diminution d'entropie qui correspond à un changement dans la répartition des longueurs d'onde par la transformation de ce travail en chaleur, et alors on sera en droit de conclure que, si la distribution initiale est celle du rayonnement noir, cette distribution devra persister indéfiniment.

Supposons donc une enceinte à parois *fixes* et réfléchissantes ; nous y enfermerons non seulement de l'énergie lumineuse, mais aussi un gaz ; ce sont les molécules de ce gaz qui joueront le rôle de miroirs mobiles. Si la distribution des longueurs d'onde est celle du rayonnement noir correspondant à la température du gaz, cet état devra être stable, c'est-à-dire :

1° Que l'action de la lumière sur les molécules ne devra pas en faire varier la température ;

2° Que l'action des molécules sur la lumière ne devra pas troubler la distribution.

M. Einstein a étudié l'action de la lumière sur les molécules ; ces molécules subissent, en effet, quelque chose qui ressemble à la pression de radiation ; M. Einstein ne s'est pas toutefois placé tout à fait à un point de vue aussi simple ; il a assimilé ses molécules à de petits résonateurs mobiles, susceptibles de posséder à la fois de la force vive de translation et de l'énergie due à des oscillations électriques. Le résultat aurait dans tous les cas été le même, il aurait retrouvé la loi de Rayleigh.

Quant à moi, je ferai l'inverse, c'est-à-dire que j'étudierai l'action des molécules sur la lumière. Les molécules sont trop petites pour donner une réflexion régulière ; elles produisent seulement une diffusion. Ce qu'est cette diffusion, quand on ne tient pas compte des mouvements des molécules, nous le savons, et par la théorie et par l'expérience ; c'est elle, en effet, qui produit le bleu du ciel.

Cette diffusion n'altère pas la longueur d'onde, mais elle est d'autant plus intense que la longueur d'onde est plus petite.

Il faut maintenant passer de l'action d'une molécule au repos à l'action d'une molécule en mouvement, afin de tenir compte de l'agitation thermique ; cela est facile, nous n'avons qu'à appliquer le principe de relativité de Lorentz ; il en résulte que divers faisceaux de même longueur d'onde réelle, arrivant sur la molécule dans différentes directions, n'auront pas même longueur d'onde apparente pour un observateur qui croirait la molécule en repos. La longueur d'onde *apparente* n'est pas altérée par la diffraction, mais il n'en est pas de même de la longueur d'onde réelle.

On arrive ainsi à une loi intéressante ; l'énergie lumineuse réfléchie ou diffusée n'est pas égale à l'énergie lumineuse incidente ; ce n'est pas l'énergie, c'est le produit de l'énergie par la longueur d'onde qui demeure inaltéré. J'ai d'abord été très content. Il résultait en effet de là qu'un quantum incident donnait un quantum diffusé, puisque le quantum est en raison inverse de la longueur d'onde. Malheureusement cela n'a rien donné.

J'ai été conduit par cette analyse à la loi de Rayleigh ; cela, je le savais bien d'avance ; mais j'espérais qu'en voyant *comment* je serais conduit à la loi de Rayleigh, j'apercevrais plus clairement quelles modifications il faut faire subir aux hypothèses pour retrouver la loi de Planck. C'est cet espoir qui a été déçu.

Ma première pensée fut de chercher quelque chose qui ressemblât à la théorie des quanta ; il serait en effet surprenant que deux explications entièrement différentes rendissent compte d'une même dérogation à la loi d'équipartition, selon le mécanisme par lequel cette dérogation se produirait. Or comment la structure discontinue de l'énergie pourrait-elle intervenir ? On pourrait supposer que cette discontinuité appartient à l'énergie lumineuse elle-même, lorsqu'elle circule dans l'éther libre, que par conséquent la lumière ne tombe pas sur les molécules en masse compacte, mais par petits bataillons séparés ; il est aisé de voir que cela ne changerait rien au résultat.

Ou bien on pourrait supposer que la discontinuité se produit au moment de la diffusion elle-même, que la molécule 'diffusante ne transforme pas la lumière d'une façon continue, mais par quanta successifs ; cela ne va pas encore parce que, si la lumière à transformer devait faire antichambre, comme si on avait affaire à un omnibus qui attendrait d'être plein pour partir, il en résulterait forcément un re-

tard. Or la théorie de lord Rayleigh nous apprend que la diffusion par les molécules, lorsqu'elle se fait sans déviation dans la direction du rayon incident, produit tout simplement la réfraction ordinaire ; c'est-à-dire que la lumière diffusée interfère régulièrement avec la lumière incidente, ce qui ne serait pas possible s'il y avait une perte de phase.

Si nous cherchons sans parti pris quelle est celle de nos prémisses qu'il nous convient d'abandonner, nous ne serons pas moins embarrassés : on ne voit pas comment on pourrait renoncer au principe de relativité ; est-ce alors la loi de diffusion par les molécules au repos qu'il faudrait modifier ? cela est aussi bien difficile ; nous ne pouvons guère pousser la fantaisie jusqu'à croire que le ciel n'est pas bleu.

Je resterai sur cet embarras, et je terminerai par la réflexion suivante. A mesure que la science progresse, il devient de plus en plus difficile de faire place à un fait nouveau qui ne se case pas naturellement. Les théories anciennes reposent sur un grand nombre de coïncidences numériques qui ne peuvent être attribuées au hasard ; nous ne pouvons donc disjoindre ce qu'elles ont réuni ; nous ne pouvons plus briser les cadres, nous devons chercher à les plier ; et ils ne s'y prêtent pas toujours. La théorie de l'équipartition expliquait tant de faits qu'elle doit contenir une part de vérité ; d'autre part, elle n'est pas vraie tout entière, puisqu'elle ne les explique pas tous. On ne peut ni l'abandonner, ni la conserver sans modification, et les modifications qui semblent s'imposer sont si étranges qu'on hésite à s'y résigner. Dans l'état actuel de la science, nous ne pouvons que constater ces difficultés sans les résoudre.

LES RECHERCHES D'AÉROTECHNIQUE ET LA NAVIGATION AÉRIENNE (1);

Par M. Ch. MAURAIN.

I

Les actions que l'air exerce sur un objet en mouvement par rapport à lui sont la conséquence du mouvement relatif, et elles sont les mêmes, soit que l'objet se déplace avec une vitesse donnée dans un air calme *supposé indéfini*, soit que l'objet reste fixe dans un courant d'air *uniforme* de même vitesse, *suppose aussi indéfini*. De là deux séries de méthodes dans les recherches aérodynamiques, suivant que l'objet est fixe ou en mouvement. L'application du principe du mouvement relatif suppose l'identité complète des conditions, et on a objecté à l'application actuelle que l'air des courants à grande vitesse qu'on utilise dans les recherches aérodynamiques est à un état dit de mouvement turbulent non identique à l'état de l'air atmosphérique calme. En tous cas, le principe guide les recherches, et ce sera à l'expérience de confirmer la légitimité de son application.

1 *Objet fixe*. — On peut utiliser simplement *le vent naturel*. C'est ce qu'avait fait Lilienthal dans une série d'expériences qui avait précédé ses célèbres glissades aériennes; il étudiait les surfaces avec lesquelles il se proposait de construire ses planeurs; la surface à étudier était placée à l'extrémité d'un levier et convenablement équilibrée en air calme; l'action du vent était compensée et mesurée par la tension d'un dynamomètre. Un anémomètre donnait la vitesse du vent. Cette méthode a été appliquée plus récemment par Stanton à des surfaces de plusieurs mètres carrés exposées perpendiculairement au vent au sommet d'une tour (2). Son inconvénient provient de la faiblesse moyenne du vent et surtout de son irrégularité. Il est rare que la vitesse du vent atteigne des valeurs supérieures à 12 ou 13 mètres par seconde. Les vents forts sont aussi les plus irréguliers; en un point donné ils changent constamment de vitesse et de direction. Les changements de direction sont particulièrement gênants; les mesures ne sont bonnes que si l'appareil est toujours

Conference faite à la Société française de Physique, le 40 avril 1912.

- T.-E. STANTON, *Proceedings of the Inst. of Civil Engineers*, t. CLXXI, 1908.

orienté dans le vent de la même manière, c'est-à-dire s'il tourne avec le vent, ce que l'inertie rend difficile à réaliser.

On a donc été conduit à remplacer le vent naturel par un courant d'air plus régulier. Par exemple on aspire ou on refoule l'air à l'extrémité d'un grand tuyau, qui peut faire partie d'un circuit fermé. C'est *la méthode du Tunnel*, appliquée actuellement dans plusieurs laboratoires, à Koutchino, à Göttingue, à Teddington, à Rome (1).

Le défaut de la méthode du Tunnel est que, pour opérer dans de bonnes conditions sur des objets un peu grands, il faudrait disposer d'un tunnel de dimensions énormes. La présence de l'objet étudié modifie la distribution des filets d'air jusqu'à une certaine distance de l'objet; cette perturbation s'étend jusqu'aux parois du tube si l'objet n'est pas très petit par rapport aux dimensions de celui-ci, et les résultats obtenus diffèrent de ceux qu'on trouverait si l'objet était étudié dans un courant d'air de section droite immense. Par exemple, M. Riabouchinsky (2) a étudié la résistance de l'air sur des disques de différents diamètres placés concentriquement au tunnel cylindrique de l'Institut de Koutchino, dont le diamètre est de 1^m,20. Dès que le diamètre du disque est supérieur au dixième de celui du tube, les résultats sont nettement influencés par l'existence des parois, et cette influence devient énorme lorsque le diamètre du disque dépasse les 2 ou 3 dixièmes de celui du tube.

Au lieu de placer l'objet à étudier dans un tunnel, on peut l'exposer à l'orifice d'une *buse*; c'est ce qu'a fait M. Rateau (3), dont l'appareil a été utilisé depuis par M. Lafay à l'École Polytechnique en particulier pour des recherches sur les spectres aérodynamiques.

Pour obvier à l'épanouissement assez rapide du courant d'air à la sortie de la buse, M. Eiffel utilise un courant d'air cylindrique aspiré à travers une chambre à parois parallèles; deux orifices égaux sont pratiqués l'un en face de l'autre dans ces parois; l'un d'eux est muni d'un entonnoir tronc-conique par lequel arrive le courant d'air, l'autre relié par un entonnoir divergent à un ventilateur. Au labo-

(1) *Bulletin de l'Institut aérodynamique de Koutchino*, 3 fascicules (Lib. aéronautique, Paris). — *Mitteilungen aus der Göttinger Modellversuchsanstalt Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt*, passim, 1910 et 1911). — *Technical Report of the Advisory Committee for aeronautics*, 1909-1910 et 1910-1911. — A. CROCCO, *Technique aéronautique*, 1^{er} sem. 1911, p. 297 et 329.

(2) D. RIABOUCHINSKY, *Bull. de l'Institut aérodynamique de Koutchino*, fasc. III, p. 19.

(3) A. RATEAU, *Bulletin de l'Assoc. technique maritime*, n° 20, session de 1909.

ratoire Eiffel à Auteuil, le diamètre du courant d'air est de 2 mètres, celui du ventilateur hélicoïdal 4 mètres. La vitesse du courant d'air peut atteindre 32 mètres par seconde. Un deuxième dispositif analogue permet d'obtenir un courant d'air de 1 mètre de diamètre et de vitesse 40 mètres par seconde. Cette installation est la plus puissante des installations à courant d'air existant actuellement⁽¹⁾.

Les mesures faites au courant d'air sur de petits objets sont très commodes et très rapides ; on mesure l'action de l'air au moyen d'appareils fixes, qui sont des balances et peuvent être rendus sensibles et précis ; aussi cette méthode est-elle la plus employée, et la plus grande partie des résultats acquis ont été fournis par elle. Mais les résultats sont-ils entièrement corrects ? En dehors du doute relatif à l'application du principe de relativité à ce cas, on peut se poser à ce sujet deux questions : 1° l'exiguïté relative du courant d'air n'altère-t-elle pas les résultats par rapport à ceux qu'on obtiendrait dans un courant d'air de section infinie ? On a encore peu de renseignements sur ce point ; 2° les résultats très précis obtenus sur de petits modèles sont-ils applicables aux appareils en vraie grandeur, par exemple aux aéroplanes et aux dirigeables ? Je reviendrai tout à l'heure sur ce sujet.

2° *Objet mobile.* — Un premier moyen de réaliser le déplacement de l'objet est de le laisser tomber sous l'action de son poids. Lorsque la vitesse est devenue constante, le poids de l'objet mesure la résistance de l'air. MM. Cailletet et Colardeau ont utilisé ce procédé à la tour Eiffel en 1892. M. Eiffel a depuis étendu la méthode en l'appliquant avec un appareil de chute muni d'appareils enregistreurs donnant la résistance de l'air et la vitesse à chaque instant²⁾ ; mais elle se prêterait mal à l'étude d'objets de formes variées ou un peu grands ; elle a d'ailleurs les inconvénients des méthodes de plein air où le vent est un élément perturbateur. C'est pourquoi M. Eiffel a continué ses études sur la résistance de l'air au moyen d'une installation à courant d'air.

Une variante intéressante consiste à utiliser la chute de l'objet le long d'un câble incliné. Cette méthode a été employée en Italie par

¹ Les expériences faites par M. EIFFEL au laboratoire du Champ de-Mars, analogue à celui d'Auteuil, mais moins puissant, sont exposées dans son ouvrage : *la Résistance de l'air et l'Aviation*, Dunod et Pinat, 1911-1912.

² G. EIFFEL, *Recherches expérimentales sur la Résistance de l'air exécutées à la tour Eiffel*, Paris, L. Maretheux, 1907.

M. Canovetti. Elle a été appliquée aux établissements d'aviation militaire de Vincennes à l'étude d'un aéroplane entier ⁽¹⁾. L'aéroplane est suspendu à un chariot se déplaçant le long du câble et portant des appareils enregistreurs qui mesurent la vitesse et les forces en jeu. La difficulté de telles expériences est que, comme pour les expériences de chute libre, on se trouve dans l'alternative suivante : Ou bien on s'astreint à réaliser une vitesse constante ; cela n'est possible qu'avec un câble très long, d'inclinaison convenable, et les vitesses réalisées sont comprises dans des limites restreintes. Ou bien on ne s'astreint pas à réaliser une vitesse constante, et il faut alors tenir compte des forces d'inertie en mesurant l'accélération à chaque instant ; ces forces d'inertie, si le câble est de faible longueur, sont du même ordre de grandeur que les forces à mesurer, et leur évaluation précise est difficile.

On peut encore mettre les objets à étudier en mouvement en les disposant à l'extrémité du bras d'un *manège*. Langley employait un manège de 18^m,50 de diamètre, à l'air libre ⁽²⁾. A Teddington est un manège de dimensions analogues, mais dans un hangar fermé ⁽³⁾. A Barrow, la maison Vickers and Maxim a fait construire récemment un manège gigantesque, destiné à des essais d'hélices ; son diamètre est de 66 mètres ; les hélices peuvent être essayées jusqu'à 200 chevaux et 1.000 tours. La méthode du manège présente des inconvénients assez graves : le bras tournant communique à l'air un certain mouvement d'ensemble plus ou moins troublé, par exemple 1,6 mille à Teddington pour une vitesse périphérique de 35 milles ; si l'objet étudié n'est pas très petit par rapport au rayon du manège, les vitesses de ses différents points ne sont pas les mêmes ; il en résulte des mouvements tourbillonnaires parasites, et la résistance de l'air sur l'objet est plus ou moins différente de ce qu'elle serait pour un mouvement rectiligne de même vitesse ; enfin on doit se méfier des causes d'erreur provenant de la force centrifuge, ce qui, à vrai dire, ne constitue qu'une difficulté dans le mode de mesure. Ces inconvénients sont d'autant plus graves que le bras du manège est plus court et l'objet étudié plus gros.

(1) Capitaine OLIVE, *Génie civil*, t. LIX, p. 120 et 309 ; 1911.

(2) S.-P. LANGLEY, *Expériences d'aérodynamique* (*Smithsonian contributions to Knowledge*, n° 804 ; 1891), traduction libre avec notes par P. Lauriol, *Revue de l'aéronautique*, p. 77 ; 1891.

(3) *Report of the Advisory Committee for aeronautics*, 1909-1910, p. 15.

Un autre procédé consiste à disposer les objets à étudier sur un *véhicule* tel qu'une automobile ou un tracteur sur rails. Quelques expériences de ce genre ont été faites sur des locomotives, en vue des améliorations à apporter à la traction sur voie ferrée; la résistance de l'air sur les convois est en effet d'une grande importance, et, au delà de 80 ou 100 kilomètres à l'heure, la résistance de l'air sur une locomotive ou un train dépasse la résistance au roulement. Il a été fait certainement par les inventeurs et les constructeurs de nombreux essais sur des automobiles; mais les auteurs cherchaient seulement en général des renseignements qualitatifs, et je ne connais comme publication à ce sujet, avant les travaux du duc de Guiche, que celle de M. Esnault-Pelterie⁽¹⁾. M. le duc de Guiche a effectué par ce procédé une suite déjà longue d'expériences⁽²⁾; il a étudié systématiquement la répartition des pressions sur des plaques portées par une automobile à grande vitesse. Les expériences sont faites sur une route de forêt que les arbres protègent bien quand l'atmosphère est assez calme.

Enfin des mesures d'un intérêt tout particulier sont les *mesures exécutées sur un aéroplane en plein vol*. Lorsqu'un aéroplane est en vol horizontal de vitesse uniforme, l'action verticale de l'air est égale à son poids, et l'action horizontale à la traction de l'hélice. Dans leurs expériences de Juvisy, MM. Legrand et Gaudart⁽³⁾ ont réussi à enregistrer pendant le vol la traction de l'hélice; ils mesuraient en même temps l'inclinaison de la voilure et la vitesse de l'aéroplane par rapport à l'air. Le commandant Dorand et le lieutenant Saulnier⁽⁴⁾ ont fait à Villacoublay des expériences analogues, avec des dispositifs qui permettent d'enregistrer au même moment les différentes quantités mesurées. Ces mesures en plein vol sont bien évidemment très importantes; on doit cependant remarquer qu'elles donnent seulement des renseignements resserrés dans des limites assez étroites, car le seul facteur qu'on puisse faire varier sans modifier l'aéroplane est la charge enlevée.

Après ce rapide exposé des méthodes de recherches employées

(1) *Technique aéronautique*, 1^{er} sem. 1910, p. 278.

(2) A. DE GRAMONT, duc DE GUICHE, *Essais d'aérodynamique*, Hachette, Paris 1^{re} série, 1911; 2^e série, 1912.

Mémoires de la Société des Ingénieurs civils, mars 1911, p. 351. — *Bulletin de la Société d'encouragement pour l'Industrie nationale*, avril 1911.

(4) *Technique aéronautique*, 1^{er} novembre 1911.

jusqu'ici en aérodynamique, j'arrive aux installations de l'Institut aérotechnique de l'Université de Paris.

II

INSTALLATIONS DE L'INSTITUT AÉROTECHNIQUE DE SAINT-CYR. — Le généreux fondateur de l'Institut aérotechnique, M. Henry Deutsch de la Meurthe, et le très distingué ingénieur qui a été son collaborateur dans cette œuvre, M. Hugon, se sont proposé l'établissement de dispositifs permettant des expériences dans des conditions aussi rapprochées que possible des conditions de la pratique. La méthode à laquelle ils se sont arrêtés consiste à utiliser des chariots électriques mobiles sur une ligne rectiligne.

La ligne est à voie normale, sa longueur est de 1.360 mètres. Il y a, outre les rails, deux conducteurs latéraux. Ceux-ci sont commandés par une dynamo à excitation séparée, à voltage variable jusqu'à 530 volts, pouvant fournir une puissance de 130 chevaux et même davantage pendant la courte durée des voyages des chariots. Une autre dynamo de 30 chevaux à 120 volts alimente l'excitation de la précédente ; elle commande aussi l'excitation des moteurs des chariots, qui sont à excitation séparée, par l'intermédiaire d'un des conducteurs latéraux et des rails.

Chariot destiné aux essais de surfaces. — Actuellement est en service un chariot destiné à l'étude des surfaces. Il a été muni d'un

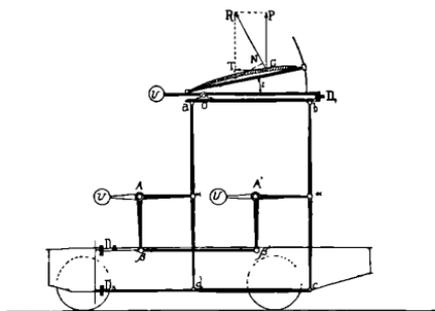


FIG. 1.

montage représenté schématiquement dans la *fig. 1*, et qui permet d'enregistrer : 1° l'action verticale de l'air sur la surface ; 2° l'action horizontale ; 3° un couple de rotation duquel on déduit la

position du point où la résultante des actions de l'air coupe la surface. Le montage se compose essentiellement d'un double rectangle articulé $abcd$, qui est porté par les leviers coudés $\alpha A\beta$ et $\alpha' A'\beta'$; ces leviers peuvent tourner autour des axes A et A' fixés au bâti du chariot. La surface est portée par deux traverses qui peuvent tourner autour d'un axe arrière et dont les extrémités avant portent des pièces qui peuvent être fixées en différents points de deux arcs circulaires; on peut ainsi faire varier l'inclinaison de la surface. U, U représentent des disques de plomb formant contrepoids.

Le schéma permet de se rendre compte de la façon dont les trois actions indiquées sont équilibrées et mesurées par trois couples de dynamomètres D_2, D_3, D_4 placés de chaque côté du chariot (¹). Ce sont des dynamomètres hydrauliques Richard à cuvette, dont la pression est transmise par des tubes fins à des enregistreurs du genre Bourdon. Les dynamomètres sont gradués en place.

Nous (² avons eu beaucoup de mal pour obtenir de bons diagrammes; nous avons été conduits à placer chaque enregistreur dans une caisse suspendue par huit ressorts à boudin de tension convenable; de plus, les mouvements des styles sont amortis par de petits pistons plongeant dans de la glycérine étendue.

Les surfaces sont placées de manière que leur partie la plus basse est au moins à 2^m,75 au-dessus du bâti du chariot; malgré cela la présence du chariot exerce une petite influence, mise en évidence par ce fait qu'une surface bien plane et à bords en biseaux symétriques, placée horizontalement, subit une petite action verticale, alors que cette action devrait être nulle par raison de symétrie. M. Eiffel a bien voulu, à son nouveau laboratoire d'Auteuil, étudier l'action de l'air sur un plan placé dans diverses positions par rapport à un modèle du chariot de Saint-Cyr; ces tâtonnements eussent été d'une extrême longueur sur le chariot lui-même; on a reconnu que l'influence du chariot pouvait être annulée en plaçant la surface étudiée au-dessus de l'arrière du chariot. Le montage sera modifié en conséquence.

La vitesse (dont la mesure précise est particulièrement importante, les actions de l'air dépendant du carré de la vitesse) est mesurée simultanément par deux procédés : 1° un cinémomètre enregistre la

On pourra se reporter pour le détail des dispositifs et des mesures au Bulletin qui paraîtra prochainement.

- J'ai comme collaborateur M. A. Toussaint, ingénieur à l'Institut aérotechnique.

vitesse de rotation instantanée d'un essieu ; 2° pour le deuxième procédé, nous avons employé d'abord un grand chronographe de précision sur lequel un contact électrique s'inscrivait à chaque tour de roue. Nous avons trouvé plus commode d'utiliser autrement ce même chronographe : il est placé dans le poste d'où se fait la manœuvre du chariot, et on le met en marche en temps utile pour qu'il enregistre la rupture de deux circuits électriques que produit le chariot en tranchant deux fils fins à une distance connue (95 mètres, sur la ligne, dans la partie où la vitesse est constante.

La vitesse qui importe est la vitesse par rapport à l'air ; il serait désirable de ne faire de mesures que par vent presque nul ; mais cela ne se présente que très rarement. L'expérience montre que, lorsque la vitesse du vent n'est pas supérieure à 3 mètres ou 3^m,50, on peut faire dans de bonnes conditions, en ce qui concerne les actions d'ensemble que nous avons étudiées jusqu'ici, une correction consistant à ajouter algébriquement à la vitesse du chariot par rapport au sol la composante de la vitesse du vent parallèle à la ligne. On a installé à cet effet près de la ligne une girouette enregistreur et un anémocinémographe très sensible (gradué pour vents de 0 à 7 mètres, 2 centimètres d'ordonnées par mètre de vent, vitesse du papier enregistreur 3 centimètres par minute).

L'action verticale de l'air sur le montage qui porte la surface est tout à fait négligeable, mais il n'en est pas de même de l'action horizontale sur ce montage, qui devient relativement importante aux faibles inclinaisons de la surface, et dont il faut tenir compte avec soin. Je renverrai sur ce point au *Bulletin de l'Institut*.

En principe, le chariot n'est pas monté, et la manœuvre se fait d'un poste-vigie qui commande la ligne, au moyen d'un controller. Une accélération rapide est obtenue au moyen d'un commutateur automatique qui supprime progressivement des résistances sur les inducteurs de la génératrice et augmente par suite le voltage de celle-ci. Le freinage se fait en mettant l'induit du moteur en court-circuit ; de plus, à l'extrémité de la voie est une voie surélevée sur laquelle s'engagent des patins placés à l'arrière du chariot. Le palier de vitesse qu'on peut obtenir est naturellement d'autant plus faible que la vitesse est plus grande ; les mesures sont faites jusqu'à environ 23 mètres par seconde ou 83 kilomètres à l'heure, vitesse pour laquelle la partie de vitesse sensiblement constante dure encore de 8 à 10 secondes.

On a étudié avec ce chariot des surfaces ayant jusqu'à 14 mètres carrés ; on peut d'ailleurs y étudier des surfaces plus grandes.

La méthode est d'une application délicate, par suite de l'emploi d'une dizaine d'enregistreurs, et longue, parce que les mesures ne sont possibles que par temps assez calme. Elle n'a été utilisée jusqu'ici que pour l'étude de surfaces ; elle permettrait aussi l'étude de carènes quelconques, ou d'aéroplanes entiers.

Chariot pour l'essai des hélices. — Un deuxième chariot a été installé pour l'étude des propulseurs dans les conditions où ils agissent sur les aéroplanes ou les dirigeables : le moteur, de 80 chevaux, actionne non plus les essieux du chariot, mais l'arbre de l'hélice, et c'est la traction de celle-ci qui produit le mouvement du chariot ⁴. L'hélice peut tourner jusqu'à 1.500 tours. On enregistre la traction de l'hélice et le couple qui lui est transmis. L'arbre de l'hélice est à 2^m,60 au-dessus du bâti du chariot. La transmission du mouvement du moteur à l'arbre se fait par deux engrenages et un arbre intermédiaire, muni d'un joint de Cardan et d'un carré sphérique qui permettent le léger déplacement nécessaire pour la mesure de la traction ; l'arbre supérieur est porté à l'arrière par un palier fixe dans lequel il peut coulisser, et à l'avant par une palée (avec butée à billes) qu'il tend à entraîner sous l'action de l'hélice. Cette action est équilibrée par un dynamomètre hydraulique accroché à la palée et qui mesure la traction de l'hélice.

Le couple est mesuré ainsi : le manchon du deuxième engrenage communique le mouvement à l'arbre de l'hélice par l'intermédiaire de rampes hélicoïdales munies de billes, et qui tendent à glisser l'une par rapport à l'autre ; ce glissement tend à réduire le volume intérieur d'un pot de presse qui contient les rampes hélicoïdales, la pression du liquide qui remplit le pot de presse augmente ainsi, et cette pression, qu'on enregistre, est fonction du couple transmis et, après étalonnage, la mesure.

Manège. — La méthode des chariots a l'avantage de permettre des mesures sur des surfaces du même ordre de grandeur que celles utilisées en aviation et sur les hélices d'aviation elles-mêmes ; mais

⁴ Un chariot analogue moins puissant a déjà été utilisé pour les essais d'hélices par le commandant Dorand, à Chalais-Meudon ; le mouvement de ce chariot était produit à la fois par la traction de l'hélice et par la pesanteur, la voie ayant d'abord une pente descendante très prononcée (commandant DORAND, *Technique aéronautique*, juin 1910).

les mesures ne sont possibles que par temps calme, et la méthode ne se prête pas à un travail régulier. M. Deutsch de la Meurthe a décidé d'ajouter à sa donation primitive celle d'un manège, couvert, de manière à éviter l'influence du vent, et de grandes dimensions, de manière à diminuer les inconvénients de cette méthode de mesure.

La partie tournante a 32 mètres de diamètre, la rotonde qui l'abrite 38 mètres : le mouvement est donné par un moteur électrique latéral actionnant un train d'engrenages ; les essais préliminaires faits avec un moteur d'une trentaine de chevaux ont donné une vitesse périphérique de 14 à 15 mètres par seconde ; le moteur définitif est de 80 chevaux ; sur le pylône central est un moteur de 40 chevaux actionnant un arbre qui, à l'extrémité du bras, peut mettre en mouvement une hélice. On pourra étudier les hélices soit en utilisant uniquement leur propulsion pour entraîner le manège, soit en ajoutant à l'action de l'hélice celle du premier moteur. Un dispositif analogue à celui du chariot à surfaces permettra l'étude de modèles réduits de surfaces ou de carènes.

Ventilateur. — J'ajouterai enfin que l'Institut dispose aussi d'un petit ventilateur fournissant dans une buse de $65^{\text{cm}} \times 55^{\text{cm}}$ un courant d'air dont la vitesse peut atteindre 25 mètres par seconde.

III

Revenons maintenant à la question des essais sur de petits modèles, question de très grande importance, puisque ces essais sont de beaucoup les plus commodes et les plus rapides.

Peut-on appliquer aux navires aériens les résultats obtenus au laboratoire sur de petits modèles ? Si on admet que l'action de l'air est proportionnelle, d'une part, au carré de la vitesse relative, d'autre part, pour une série d'objets géométriquement semblables, à une surface S reliée géométriquement à l'objet, enfin à la densité de l'air, cette action sera représentée par

$$(1) \quad R = A \cdot \rho \cdot SV^2,$$

A étant une constante pour la série d'objets semblables. Alors, pour connaître A , on pourra expérimenter sur un modèle de dimensions quelconques et à une vitesse quelconque.

Or il semble que, au moins dans certains cas, la proportionnalité

à S et à V^2 ne soit qu'approximative, c'est-à-dire, si on veut conserver la forme (1), que A ne soit pas une constante. Relativement à l'influence des dimensions sur le coefficient A, on a encore peu de renseignements. La proportionnalité à V^2 a paru sensiblement exacte dans beaucoup de cas (pour des vitesses allant de quelques mètres à une quarantaine de mètres par seconde ; on sait que, pour les vitesses de l'ordre de 1 mètre ou inférieures, l'exposant 2 doit être remplacé par un exposant plus faible ; dans d'autres cas, le coefficient semble assez variable avec la vitesse. Voici quelques exemples que j'emprunte aux beaux travaux de M. Eiffel :

1° Pour des plaques carrées exposées normalement au vent, le coefficient $K = A\rho$, rapporté à l'air à 15° et 760 millimètres, augmente avec la surface de la plaque ; voici ses valeurs (unités : kilogramme, mètre, seconde) en fonction du côté de la plaque⁽¹⁾ :

	0 ^m ,10	0 ^m ,15	0 ^m ,25	0 ^m ,357	0 ^m ,5	0 ^m ,707	1 mètre
K	0,065	0,066	0,067	0,0716	0,0746	0,0772	0,0789

Les trois premiers nombres ont été obtenus au ventilateur à des vitesses de 9 à 15 mètres, les autres, dans les expériences de chute, à des vitesses de 18 à 39 mètres (les valeurs données sont les moyennes . Les mesures de M. Stanton sur des plaques ayant 1^m,50 et 3 mètres de côté, exposées au vent naturel, donnent 0,080 et 0,081. La variation au-dessus d'une certaine dimension deviendrait donc très faible ou négligeable.

2° Pour une surface à double courbure, l'arrière relevé, les coefficients K relatifs aux actions verticale ou horizontale de l'air varient beaucoup avec la vitesse ; par exemple, pour une inclinaison de 9° sur le vent, le coefficient K relatif aux actions verticales décroît de 0,018 à 0,011, quand la vitesse passe de 5 à 18 mètres par seconde⁽²⁾.

Pour un modèle de monoplan Nieuport, le coefficient relatif à l'action horizontale de l'air, pour une inclinaison nulle sur le vent par exemple, décroît dans le rapport de 1 à 0,79 dans le même intervalle de vitesse⁽³⁾.

Si le coefficient A de la formule (1) est variable pour un type d'objets, on pourrait cependant trouver par expérience sur un modèle

1 G. EIFFEL, *la Résistance de l'air et l'Aviation*, p. 41.

2 Complément à *la Résistance de l'air et l'Aviation*, p. 17.

3 Id., p. 39.

réduit la valeur qui convient à un objet de grandes dimensions; il suffirait pour cela que A fût fonction d'une expression x , fonction elle-même : de la vitesse V, d'une dimension L de l'objet et peut-être d'autres quantités, soit :

$$A = f(x).$$

On s'arrangerait alors de manière que, dans les expériences sur le modèle réduit, x ait la même valeur que dans les conditions qui correspondent à l'emploi pratique de l'objet réel.

Supposons qu'on ait trouvé une expression x satisfaisant à la condition précédente, c'est-à-dire une *loi de similitude* convenant à une série d'objets semblables. *A priori* rien n'indique que la même loi conviendra pour une autre série d'objets de forme différente. On ne saura qu'il en est ainsi que si l'expérience le constate ou si un raisonnement rigoureux l'établit. Si l'expérience montre qu'une même loi de similitude convient pour plusieurs formes différentes d'objets, il deviendra très probable que la même loi s'applique aussi à d'autres formes de genre analogue; et si les formes pour lesquelles la loi a été vérifiée sont très variées, on pourra admettre la généralité de la loi. On peut être aidé dans la recherche de x par la remarque que cette expression doit être de dimensions zéro.

On a proposé pour x l'expression :

$$(2) \quad x = \frac{V^2}{gL};$$

g représente l'accélération de la pesanteur; en en faisant abstraction, il resterait l'énoncé suivant : le coefficient A serait fonction de $\frac{V^2}{L}$; en d'autres termes, les expériences sur le modèle réduit donneraient le coefficient convenant à l'objet réel, à la condition que le rapport des vitesses fût égal à la racine carré du rapport des dimensions analogues.

Cette loi est celle à laquelle conduit la loi générale de similitude mécanique pour les systèmes où intervient la pesanteur. D'une manière générale (¹), si, pour deux systèmes mécaniquement semblables, on appelle φ le rapport des forces, μ le rapport des masses

(¹ V. P. APPELL, *Traité de mécanique rationnelle*, t. II (2^e édition), p. 542 (Gauthier-Villars, Paris).

d'éléments semblables, λ le rapport des dimensions et τ le rapport des temps, la relation $F = m\gamma$ donne entre les quatre rapports précédents la relation de Newton :

$$\varphi = \frac{\mu\lambda}{\tau^2}.$$

Si on admet que les deux systèmes sont constitués avec les mêmes substances, $\mu = \lambda^3$; les poids, qui sont des forces particulières, étant proportionnels aux masses, on a aussi $\varphi = \lambda^3$, et il reste :

$$\tau = \sqrt{\lambda}.$$

Le rapport des vitesses, qui est $\left(\frac{\lambda}{\tau}\right)$, doit ainsi être égal à $\sqrt{\lambda}$.

Le raisonnement précédent indique *des conditions auxquelles doivent satisfaire deux systèmes pour être mécaniquement semblables; par exemple, si la pesanteur intervient, toutes les forces agissantes doivent être dans le rapport λ^3* ; mais on ne peut en aucune façon en déduire dans quelles conditions les expériences relatives à l'action de l'air sur un objet et son modèle réduit sont comparables.

Si l'action de l'air était proportionnelle à SV^2 , elle satisferait, dans les conditions de vitesse précédentes, aux conditions de similitude mécanique de deux systèmes pesants; en effet, elle varierait dans le rapport $\lambda^2\lambda = \lambda^3$, mais alors le coefficient A serait constant et on pourrait le déterminer en opérant sur un modèle quelconque et à une vitesse quelconque.

En résumé, la solution (2) peut être inspirée par des analogies, mais elle n'a aucun fondement théorique, et d'ailleurs, à ma connaissance, aucune expérience sur la résistance de l'air n'a apporté d'argument en sa faveur⁽¹⁾.

Dans les bassins d'essais où on étudie les modèles de vaisseaux ou de sous-marins, on se place dans les conditions de vitesses qui correspondent à la loi $\frac{V}{L}$. C'est dont il est question ici loi de Froude; les remarques faites sur l'absence de fondement théorique de l'emploi de cette loi pour les essais dans l'air me paraissent s'appliquer aussi aux essais de navires. Comme je l'ai dit, la résistance de l'eau ne satisferait à la condition générale de similitude mécanique que si elle était proportionnelle à SV^2 , auquel cas on pourrait faire les essais dans des conditions quelconques. D'ailleurs, les forces de frottement, proportionnelles à une puissance de la vitesse inférieure à 2, ne satisfont pas à cette condition non plus que les forces capillaires et empêcheraient la similitude mécanique des deux systèmes. En fait, on tient compte à part, dans ces essais, des forces de frotte-

On a proposé encore pour x l'expression :

$$(3) \quad x = \frac{VL}{\nu},$$

dans laquelle ν représente le coefficient de frottement cinématique du fluide dont on étudie la résistance au mouvement (ν est le quotient du coefficient de viscosité par la densité). Si on ne considère qu'un fluide, ici l'air, et qu'on suppose les expériences faites dans les mêmes conditions de température et de pression, il resterait l'énoncé suivant : le coefficient A serait fonction de VL et aurait la même valeur dans les expériences sur l'objet réel et le modèle réduit si les vitesses utilisées étaient en raison inverse des dimensions.

L'origine de cette loi de similitude est dans un mémoire d'Osborne Reynolds⁽¹⁾; Reynolds indique d'abord les considérations qui le conduisent à penser que le rôle de cette expression est important dans certaines questions d'hydraulique, en particulier pour exprimer les lois du mouvement des liquides dans des tubes; il montre ensuite qu'en effet, d'après les résultats expérimentaux, un coefficient qui intervient dans l'expression de ces lois est fonction de $\frac{VL}{\nu}$.

H. Blasius⁽²⁾ a étendu les recherches de Reynolds sur le mouvement de l'eau dans des tubes lisses de métaux ou de verre et confirmé sa remarque; il donne comme expression de la diminution de pression sur une longueur l d'un tube de diamètre d :

$$h = a \cdot \frac{l}{d} V^2,$$

le coefficient a étant fonction de $\frac{Vd}{\nu}$ et représenté pour le mouvement régulier par :

$$a = b \frac{\nu}{Vd},$$

ment. La chose importante est que les essais de carènes de navires ainsi conduits donnent des résultats confirmés par ceux des essais à la mer, ce qui justifie la méthode. J'ignore si on a eu l'occasion de faire des essais sur des modèles réduits dans d'autres conditions de vitesse; il serait intéressant de savoir si les résultats concorderaient avec ceux des essais exécutés aux vitesses correspondant à la loi de Froude.

(1) OSBORNE REYNOLDS, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, vol. 174-3, 1883, p. 935.

(2) H. BLASIUS, *Physik. Zeitschrift*, t. XII, p. 1175; 1911.

et pour le mouvement tourbillonnaire par :

$$a = c \sqrt[4]{\frac{v}{Vd}}$$

H. Blasius cite un travail de Gebers ⁽¹⁾, d'après lequel la même expression $\frac{VL}{v}$ joue un rôle analogue dans l'expression du frottement de l'eau sur des plaques se déplaçant dans leur plan; pour des plaques dont la longueur l dans la direction de la vitesse a varié de 0^m,60 à 6^m,52, à des vitesses allant jusqu'à 3 mètres par seconde, la résistance de frottement peut être représentée par :

$$R = k \cdot SV^2,$$

avec, pour le mouvement régulier :

$$k = k' \sqrt{\frac{v}{Vl}},$$

et pour le mouvement tourbillonnaire :

$$k = k'' \left(\frac{v}{Vl}\right)^{0,436}.$$

On a tenté d'étendre cette loi de similitude aux expériences sur la résistance de l'air. Stanton et Pannell ⁽²⁾ ont montré que la force de frottement par unité de surface mise en jeu dans le passage d'un courant d'air dans des tubes polis peut être représentée par :

$$F = \left(a \frac{v}{Vd} + b\right) V^2,$$

et cela pour des valeurs du produit Vd variant dans le rapport de 1 à 200, Föppl ⁽³⁾ ayant étudié, au laboratoire aérodynamique de Göttingue, la résistance de l'air sur des fils dont les diamètres ont varié de 0^{mm},05 à 30 millimètres, à des vitesses de 4,6 à 9,6 mètres par seconde, trouve que le coefficient A de la formule de résistance

$$R = A\rho SV^2$$

¹ GEBERS, *Ein Beitrag zur experimentellen Ermittlung des Wasserwiderstandes gegen bewegte Körper*, Verlag des Schiffbau, 1908.

² T. E. STANTON et J.-R. PANNELL, *Report of the Adv. Committee for Aeronautics*, 1910-1911, p. 28.

³ O. FÖPPL, *Zeitsch. f. Flugtechnik und Motorluftschiffahrt*, 1910, p. 260.

(S, produit de la longueur du fil par son diamètre) est une fonction du produit Vd de la vitesse par le diamètre du fil, représenté par une courbe d'abord rapidement décroissante quand Vd croît, puis d'ordonnée presque constante, de sorte qu'au point de vue pratique on peut prendre (unités : kilogramme, mètre, seconde) :

$$A = 0,067 - 1,42 Vd,$$

pour les valeurs de Vd comprises entre 0,001 et 0,015, et $A = 0,0457$ pour les valeurs de Vd supérieures à 0,015.

B. Melwill Jones (1) trouve aussi que les résultats de ses mesures sur la résistance de fils dans un courant d'air peuvent être représentés par une expression de la forme KSV^2 , K étant une fonction du produit Vd représentée par une courbe dont l'allure concorde avec celle de la courbe de Föppl.

L. Bairstow et Harris Booth (2) ont cherché si on peut représenter les différentes mesures de l'action de l'air sur des plaques carrées normales au vent par une formule où le coefficient soit fonction de Vl (l , côté du carré), et ils proposent des expressions de la forme :

$$R = (a + b \cdot Vl) SV^2$$

ou

$$R = \alpha (1 - \beta e^{-\gamma \cdot Vl}) SV^2.$$

Il me semble cependant douteux que ces expressions conviennent bien, parce que le coefficient de SV^2 varierait de la même manière avec V ou avec l , et en l'espèce croîtrait quand l'une de ces quantités croît ; or si la variation avec l est bien dans ce sens, comme on l'a vu plus haut, la variation avec V serait en sens inverse, d'après l'ensemble des résultats de M. Eiffel relatifs aux plaques normales (3) (au moins au-dessous de 33 mètres par seconde).

On peut d'ailleurs élargir cette dernière remarque : d'après ce qu'on sait actuellement, le coefficient de la formule KSV^2 paraît en général augmenter quand S croît, et au contraire, dans les cas où on a observé une variation, diminuer quand V croît (dans les limites de vitesse indiquées) ; cela paraît peu favorable à l'hypothèse que ce coefficient soit en général une fonction du produit VL .

(1) B. MELWILL JONES, *Technical Report of the Advisory Committee for Aeronautics*, 1910-1911, p. 44.

(2) L. BAIRSTOW et HARRIS BOOTH, *ibid.*, p. 21.

(3) *Recherches à la tour Eiffel*, p. 51.

On peut remarquer que l'application de la loi de similitude $\frac{VL}{v} = C^{te}$, supposée valable, aux modèles des navires aériens ou de leurs organes serait très incommode, parce que les petits modèles devraient être étudiés à de très grandes vitesses. Les essais dans l'eau de modèles d'appareils destinés à se mouvoir dans l'air pourraient être réalisés à des vitesses plus faibles que dans l'air, parce que le coefficient de frottement cinématique v est 12 ou 15 fois plus petit pour l'eau que pour l'air; mais l'obtention dans l'eau de ces vitesses encore grandes serait difficile. Au Laboratoire des aérostiers militaires italiens, dirigé par le capitaine Crocco, on fait dans l'eau les essais des formes de dirigeables; mais les résultats sont, je crois, considérés seulement comme comparables entre eux, et non reliables directement aux résistances s'exerçant dans l'air. On a fait aussi au Laboratoire d'essais de la marine (à Grenelle) des mesures sur des modèles de dirigeables.

En somme, on a encore peu de renseignements sur les lois de similitude qui ont été proposées. Deux sortes de recherches précises sont nécessaires : des expériences à différentes vitesses sur des modèles déterminés, et des expériences à la même vitesse sur des modèles de grandeurs différentes. Des mesures ont été faites sur la résistance d'un dirigeable Zeppelin⁽¹⁾; le principe consistait à enregistrer la vitesse, mesurée par un tube de Pitot, pendant la période de ralentissement du dirigeable après arrêt des hélices; le résultat a été que la résistance du ballon est beaucoup plus faible qu'on aurait pu le penser d'après les mesures faites sur des modèles à Gottingue.

M. Eiffel vient de publier sur ce sujet de très importants résultats². Il avait étudié à son laboratoire du Champ-de-Mars plusieurs modèles d'aéroplanes, généralement au dixième, à une vitesse du courant d'air voisine de 10 mètres, et de la comparaison des résultats avec les conditions du vol des appareils eux-mêmes, il avait conclu qu'il convenait d'augmenter environ de $\frac{1}{10}$ les résultats obtenus avec le modèle réduit; il s'agissait là d'une comparaison peu précise, et d'ailleurs la vitesse des appareils était supérieure à celle du courant d'air, dans un rapport variable avec les appareils. Récem-

¹ A. VON SODEN et CL. DORNIER, *Zeitschrift für Flugtechnik und Motorluftschiffahrt*, 1911, p. 241.

² G. EIFFEL, *Technique aéronautique*, 1^{er} avril 1912, p. 197.

ment, il a étudié au ventilateur, aux vitesses mêmes du vol, un modèle au $\frac{1}{14,5}$ du biplan qui sert au commandant Dorand pour les mesures en plein vol indiquées plus haut : les résultats des mesures faites en plein vol et ceux des mesures sur le modèle concordent à 1 0/0 près. Cette concordance peut être considérée comme aussi parfaite que possible, étant données les difficultés des mesures en plein vol (1). D'après ces résultats, au-dessus d'une certaine grandeur, la variation des dimensions n'aurait pas d'influence sensible, et de plus il serait indifférent que l'objet étudié fût fixe dans un courant d'air ou mobile par rapport à l'air.

D'ailleurs des comparaisons sont commencées entre les résultats de la méthode du chariot et ceux de la méthode du ventilateur; M. Eiffel a fait construire des modèles réduits des surfaces étudiées à Saint-Cyr, et les étudie au ventilateur à la même vitesse; les expériences sont en cours. C'est en continuant de telles comparaisons, et d'autre part en étudiant avec précision l'influence de la vitesse sur les coefficients, qu'on arrivera à être définitivement fixé sur le degré de correction des différentes méthodes de mesure.

IV

Le rôle des laboratoires de recherches aérodynamiques est de préciser les notions un peu vagues sur lesquelles les premiers pilotes ont eu la hardiesse héroïque de baser la construction de leurs appareils. Beaucoup de résultats importants ont été utilisés déjà pour le perfectionnement des appareils; j'indiquerai seulement quelques exemples.

On a étudié l'action de l'air sur de nombreuses formes de surfaces, à différentes inclinaisons. Par exemple, les *fig. 2* et *3* représentent les coefficients unitaires K_x de l'action horizontale et K_y de l'action verticale de l'air sur deux surfaces étudiées à Saint-Cyr, une surface plane à bords en biseau, de 7 mètres d'envergure et

(1) On doit remarquer que les conditions des expériences n'étaient pas tout à fait identiques : dans les expériences en plein vol, l'hélice, qui était à l'avant du biplan, envoyait son courant d'air sur les surfaces portantes; d'après M. Legrand (*Aérophile*, 1^{er} mars 1912, p. 106), l'hélice tournant en avant des plans leur fait perdre de la sustentation; d'après le résultat des comparaisons de M. Eiffel et du commandant Dorand, le mouvement de l'hélice avant n'aurait au contraire aucune influence sur l'action de l'air.

2 mètres de profondeur, et une surface de 5^m × 2^m ayant le profil des surfaces des aéroplanes Maurice Farman; c'est-à-dire que, aux vitesses réalisées dans les expériences (de 17 à 23 mètres par seconde),

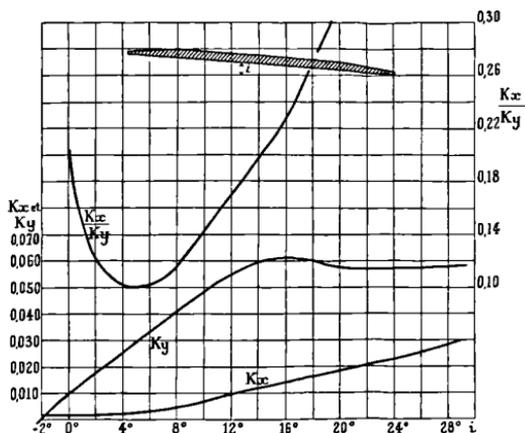


FIG. 2.

l'action horizontale, par exemple, rapportée à l'air à 15° et 760 millimètres, peut être représentée par :

$$K_x S V^2,$$

avec les unités kilogramme, mètre, seconde. Les abscisses représentent l'angle de la surface plane ou de la tangente AB à la surface

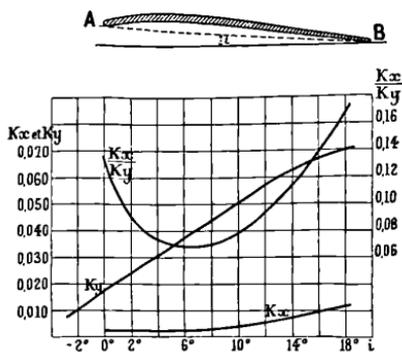


FIG. 3.

courbe avec l'horizontale; la petite influence du chariot signalée plus haut semble se traduire approximativement par ce fait que les sur-

faces, dans la position où elles ont été étudiées, seraient exposées à un courant légèrement ascendant provoqué par la proue d'air que le chariot pousse devant lui ; une inclinaison des surfaces d'environ 1° produit une variation de l'action de l'air à peu près équivalente à l'influence du chariot, de sorte que, pour tenir compte approximativement de cette perturbation, il convient de reporter le zéro des abscisses de 1° vers la gauche.

Le rendement d'une surface sustentatrice est d'autant meilleur que le rapport $\frac{K_x}{K_y}$ est plus faible ; on voit que ce rendement est meilleur pour la surface courbe que pour la surface plane, et que l'intervalle angulaire pour lequel le rendement est le plus favorable est plus grand pour la surface courbe (le minimum de $\frac{K_x}{K_y}$ est plus étalé).

Pour une surface de profil déterminé, l'action de l'air par unité de surface est d'autant plus grande que l'envergure de la surface est plus grande par rapport à la profondeur du profil ; de là la forme des voilures des avions.

On a étudié aussi pour de nombreuses surfaces le déplacement du centre de poussée, c'est-à-dire du point où la résultante des actions de l'air coupe la surface, lorsque l'inclinaison par rapport au courant d'air varie ; pour les surfaces planes, le centre de poussée se rapproche du bord d'attaque à mesure que l'inclinaison diminue, et tend vers une position qui est environ au quart de la profondeur de la surface à partir du bord d'attaque ; pour la plupart des surfaces courbes, la distance du centre de poussée au bord d'attaque passe par un minimum pour une certaine inclinaison qui est en général supérieure aux incidences des surfaces d'avions en plein vol par exemple 10° à 15°), de sorte qu'aux angles d'aviation le centre de poussée se déplace, quand l'inclinaison varie, en sens inverse pour les surfaces planes et les surfaces courbes usuelles.

Les pressions au voisinage des surfaces ont été étudiées par la méthode des courants d'air, particulièrement par M. Eiffel, qui a mis en évidence le rôle énorme de la dépression sur la face postérieure : l'action totale de l'air sur une surface est la somme d'une pression sur la face antérieure et d'une dépression sur la face postérieure ; sur une surface plane normale au courant d'air, la dépression est environ le tiers de la pression ; mais, quand la surface est faiblement inclinée sur le courant d'air, comme

c'est le cas en aviation, c'est la dépression qui l'emporte ; M. Eiffel la trouve, par exemple, environ les $\frac{8}{10}$ de l'action totale pour une plaque rectangulaire $85^{\text{cm}} \times 15^{\text{cm}}$, pour les inclinaisons inférieures à 20° , et un peu moins, environ les $\frac{2}{3}$, pour une plaque courbe $90^{\text{cm}} \times 15^{\text{cm}}$ dont la flèche est de $\frac{1}{13,5}$.

Ces pressions et dépressions sont très loin d'être uniformes ; elles ont un maximum accentué au voisinage du bord d'attaque. L'action de l'air peut atteindre dans ces régions de 100 à 200 kilogrammes par mètre carré aux vitesses des aéroplanes, et même davantage. L'existence de ces pressions locales énormes montre quelles précautions sont nécessaires pour assurer la solidité des aéroplanes.

M. le duc de Guiche, qui a mesuré aussi ces pressions et dépressions par la méthode de l'automobile, a obtenu une répartition différant beaucoup de celle trouvée au ventilateur, surtout pour la face postérieure ; les résultats globaux diffèrent beaucoup aussi ; par exemple, pour une plaque plane carrée de 25 centimètres de côté, à l'inclinaison 35° , M. Eiffel trouve que la dépression sur la face postérieure représente les $\frac{3}{4}$ de l'action totale, c'est-à-dire est trois fois plus grande que la pression sur la face antérieure. M. de Guiche trouve au contraire, pour l'inclinaison presque identique 37° , que la pression est beaucoup plus grande que la dépression, celle-ci n'étant que les $\frac{39}{100}$ de l'action totale. Pour M. de Guiche, les phénomènes seraient réellement différents, suivant que la surface étudiée est mobile dans un air calme ou immobile dans un courant d'air.

Les mouvements de l'air qui se produisent à l'arrière d'un objet ont une part importante dans l'action de l'air sur l'objet ; on serait tenté d'attribuer une importance capitale à la forme du bord d'attaque des surfaces : M. Rateau (*loc. cit.*) a montré le rôle considérable du bord de sortie. Nous avons eu à l'Institut aérotechnique l'occasion de comparer au ventilateur deux surfaces planes ou deux surfaces en arc de cercle de grand rayon, dont la profondeur était 43 centimètres dans le lit du vent, et qui ne différaient que par le bord arrière, effilé dans l'une et ayant dans l'autre l'épaisseur générale de la surface, 3 centimètres : les actions de l'air sont entiè-

rement différentes ; la résistance du courant d'air est beaucoup plus grande pour la surface à arrière épais, près du double aux inclinaisons faibles pour les surfaces à profil circulaire ; l'action perpendiculaire au courant d'air est aussi plus grande pour la surface à arrière épais, mais dans un rapport moindre. De même on sait maintenant que, pour donner à un corps ovoïde la moindre résistance à l'air, c'est vers l'arrière qu'il faut tourner le bout le plus effilé. Si par exemple on munit un cylindre perpendiculaire au vent d'un prolongement effilé dirigé vers l'arrière, la résistance de l'air est beaucoup diminuée ; ce fait a été utilisé en particulier par M. Bréguet sur ses aéroplanes.

On peut faire au laboratoire l'étude de l'action de l'air non seulement sur les différentes parties des aéroplanes, mais aussi sur l'ensemble ; M. Eiffel a étudié déjà au courant d'air de nombreux modèles réduits d'aéroplanes ; on obtient pour chaque modèle des courbes analogues à celles relatives aux surfaces. La comparaison de ces courbes indique les formes et les assemblages les plus avantageux. La méthode du chariot pourra être appliquée aux aéroplanes eux-mêmes.

V

A mesure que les connaissances se précisent, les navires aériens se perfectionnent. On a donné aux dirigeables les formes de moindre résistance ; on a diminué aussi la résistance de l'air en supprimant les filets, en réduisant les aspérités de l'enveloppe et simplifiant les suspensions. Il semble qu'il y aurait encore beaucoup à gagner en diminuant la résistance des organes autres que le corps même du ballon, qui est du même ordre de grandeur que la résistance sur le ballon lui-même ; il y aurait avantage à entourer la nacelle d'un fuselage ayant une forme effilée analogue à celle du ballon, et dont la résistance serait moindre que celle opposée par les pièces enchevêtrées de la nacelle. Les plus grandes vitesses réalisées sont celles des derniers *Zeppelin*, qui ont dépassé 20 mètres par seconde. Une question de grande importance pratique pour l'avenir des dirigeables est celle de la perméabilité des enveloppes ; les progrès de la chimie physique permettent d'en étudier le mécanisme, dans lequel les phénomènes d'adsorption paraissent jouer un grand rôle ⁽¹⁾.

(1) V. G. AUSTERWEIL, *C. R. de l'Acad. des Sciences*, t. CLIV, p. 196 ; janvier 1912.

On améliore constamment aussi les aéroplanes en modifiant la forme des surfaces et réduisant les résistances parasites ; ces modifications incessantes sont peu sensibles dans l'aspect général ; ce sont elles cependant qui, parallèlement aux perfectionnements de la construction mécanique et des moteurs, permettent le progrès constant en vitesse, en sustentation et en endurance. Le problème angoissant est celui de la stabilité. La progression du nombre des accidents est moins rapide que celle des distances parcourues ; elle n'en est pas moins terrible, et ce serait à désespérer de l'avenir de l'aviation si cette progression se maintenait. Je crois qu'on peut avoir le ferme espoir qu'elle disparaîtra : d'abord, beaucoup d'accidents sont la suite d'imprudences ou de témérités ; les premiers pilotes sont des gens héroïques, mais souvent aventureux. D'autres accidents ont été causés par le défaut de solidité des appareils ; il est difficile de concilier la solidité et la légèreté ; les progrès des moteurs et du rendement des appareils permettront de moins sacrifier à la légèreté et d'améliorer la construction. Mais de nombreux accidents proviennent du défaut de stabilité des appareils. De l'étude théorique des conditions de stabilité de l'aéroplane, il semble résulter que, au moins pour des perturbations assez faibles, la stabilité longitudinale propre soit possible ; la stabilité latérale paraît se présenter dans des conditions moins favorables, et ne pouvoir être réalisée, avec les formes actuelles, qu'au moyen d'organes mobiles (1). Je dois ajouter que beaucoup de pilotes considèrent l'équilibre latéral comme moins facilement compromis que l'équilibre longitudinal. En tous cas, au point de vue pratique, quand les perturbations sont assez fortes, l'intervention d'organes mobiles est, dans l'état actuel des choses, nécessaire en général pour rétablir l'équilibre tant longitudinal que latéral. Le perfectionnement de la stabilisation peut donc être poursuivi de deux manières :

1° A mesure qu'on connaîtra mieux l'action de l'air sur les différentes parties de l'aéroplane, on pourra préciser les conditions numériques de la stabilité et se rendre compte des modifications à apporter pour augmenter la stabilité propre de l'aéroplane. On pourrait étudier les mouvements consécutifs à une perturbation en disposant un aéroplane sur un chariot analogue à celui qui a été décrit

V. G. DE BOTHEZAT, *Étude de la stabilité de l'Aéroplane*, Dunod et Pinat, Paris, 1911.

plus haut et en le rendant mobile autour d'un axe passant par son centre de gravité. La stabilité propre a certainement été déjà beaucoup améliorée; il y a deux ou trois ans, les aéroplanes ne volaient guère que par vent faible; aujourd'hui les pilotes ne craignent pas d'affronter des vents de 10 ou 12 mètres et même davantage, c'est-à-dire des vents déjà violents et troublés;

2° On peut munir l'aéroplane de dispositifs automatiques destinés à réagir aux perturbations et à commander (indirectement) les organes mobiles de stabilisation, c'est-à-dire à suppléer aux manœuvres du pilote. Il est désirable que ces appareils automatiques permettent cependant au pilote d'intervenir à chaque instant s'il le juge utile. Il faut aussi que le pilote puisse les embrayer pour effectuer certaines manœuvres rapides, virages ou atterrissages par exemple, que ces appareils rendraient difficiles. Jusqu'ici on a essayé surtout des dispositifs relatifs à la stabilisation longitudinale (1). Celui qui paraît avoir donné les meilleurs résultats, l'appareil Dautre, combine l'action des variations brusques de la vitesse absolue sur des masses d'inertie avec celle d'une diminution de la vitesse par rapport à l'air sur une plaque normale mobile (une butée empêche la plaque d'obéir à l'action d'une augmentation de la vitesse, dont les conséquences sont moins dangereuses). Ces actions (comme toutes les actions des perturbations qu'on peut songer à utiliser) sont trop faibles pour commander directement le gouvernail de profondeur; elles commandent un servo-moteur, qui est à air comprimé dans l'appareil Dautre (2).

Le moment du vol le plus dangereux est celui de l'atterrissage. L'appareil est alors incliné, l'hélice ralentie ou arrêtée, les conditions d'équilibre ne sont plus les mêmes que dans le vol normal; d'ailleurs, à proximité du sol, les remous sont plus à craindre qu'à une grande hauteur. On diminuerait beaucoup les possibilités d'accidents si on réalisait l'aéroplane à vitesse variable; l'envolée serait également facilitée. Peut-être obtiendra-t-on des résultats en ce sens par des dispositifs permettant de faire varier pendant le vol l'étendue des surfaces portantes. Peut-être aussi l'emploi d'hélices sustentatrices deviendra-t-il possible quand les moteurs auront fait de nouveaux progrès: il est intéressant de signaler à ce point de vue les expé-

(1) Commandant DORAND, *Technique aéronautique*, 15 février 1912.

(2) AD. DOUTRE, *la Stabilisation automatique longitudinale des aéroplanes*, Gauthier-Villars, Paris, 1912.

riences de M. Riabouchinsky, d'après lesquelles une hélice tournant dans un courant d'air dirigé perpendiculairement à son axe donne une force sustentatrice bien supérieure à celle réalisée en air calme ¹ ; dans ces expériences, la force ascensionnelle d'une hélice a été 2, 3 fois plus grande dans un courant d'air de 6^m,2 que dans l'air calme, et en même temps la puissance dépensée a diminué un peu, de sorte que le rapport entre la force ascensionnelle et la puissance mise en jeu a été multiplié par 2,6.

On ne peut prévoir comment évoluera l'aéroplane, mais on peut légitimement espérer, d'après ce qui a été fait déjà, que la sécurité et la commodité de son emploi augmenteront, et que ses applications, au lieu d'être presque limitées comme aujourd'hui à la guerre, pénétreront profondément dans la vie sociale.

ADSORPTION ET ÉLECTRISATION DE CONTACT;

Par M. A. GRUMBACH.

I.

Les résultats obtenus ⁽²⁾ s'expliquent par un phénomène d'adsorption. Il y a, en effet, quand une solution filtre à travers une paroi poreuse ou un tube capillaire, accumulation de matière dissoute à la paroi. Ludwig, J.-J. Thomson et Monckman ont observé une diminution de concentration par filtration. Des expériences précises de M. Thoulet ⁽³⁾ ont montré que seules, les premières portions filtrées sont plus diluées; au bout de peu de temps, la concentration du liquide n'est plus modifiée par le passage à travers les capillaires. On conçoit d'ailleurs que la vérification ne soit possible qu'avec des corps poreux; le débit du liquide passant dans un tube capillaire unique est trop faible pour permettre les dosages. Les résultats obtenus par M. Thoulet montrent qu'il doit se former une gaine de solution

¹ D. RIABOUCHINSKY, *Bull. de l'Inst. aérodynamique de Koutchino*, 1^{er} fasc., p. 13.

- Voir ce volume, p. 283.

LUDWIG, *Z. f. rat. Med.*, t. VIII, 1849, p. 19; J.-J. THOMSON, *loc. cit.* p. 285; THOULET, *Comptes rendus*, t. C, 1885, p. 1003; t. CXLVI, 1908, p. 95.

plus concentrée le long de la paroi du tube; une fois qu'elle sera constituée, le liquide coulera sans variation de concentration.

D'après le théorème de Gibbs, l'énergie utilisable de la couche de passage a diminué; nous l'avons calculée en retranchant l'énergie chimique et l'énergie calorifique de l'énergie totale; elle se confond ici avec l'énergie électrique du condensateur équivalent à la couche électrique.

Admettons la relation :

$$u = kx^p;$$

nous intégrons immédiatement l'équation (1) :

$$(3) \quad \psi_0 - \psi = \frac{RTk}{p} x^p,$$

où x est la concentration en corps organique. Comme la solution est supposée très diluée, nous pouvons admettre que les potentiels chimiques de l'eau et du chlorure de potassium ne changent pas quand la concentration en phénol, par exemple, varie.

Il faut exprimer ψ en fonction du moment de la couche électrique, puisque l'expérience nous a donné le rapport :

$$y = \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_0}.$$

Si q est la densité électrique, δ l'épaisseur de la couche électrique, ϵ la différence de potentiel au contact,

$$\psi = \frac{1}{2} q\epsilon,$$

$$q = \frac{\epsilon}{4\pi\delta},$$

$$\mathcal{M} = \frac{\epsilon}{4\pi}.$$

Ces équations sont relatives à la concentration \dot{x} .

Pour la solution minérale pure, $x = 0$, nous avons des relations analogues :

$$\psi_0 = \frac{1}{2} q_0\epsilon_0,$$

$$q_0 = \frac{\epsilon_0}{4\pi\delta_0},$$

$$\mathcal{M}_0 = \frac{\epsilon_0}{4\pi};$$

d'où

$$\frac{\psi}{\psi_0} = \frac{q\varepsilon}{q_0\varepsilon_0} = \frac{\delta_0}{\delta} \frac{\varepsilon^2}{\varepsilon_0^2} = \frac{\delta_0}{\delta} \frac{\partial \pi^2}{\partial \pi_0^2} = \frac{\delta_0}{\delta} y^2.$$

Comme le nombre des inconnues est supérieur au nombre des équations, une hypothèse est nécessaire. Si nous admettons que la présence des molécules non dissociées en ions influe sur la différence de potentiel sans faire varier l'espace intermoléculaire, nous aurons :

$$\frac{\psi}{\psi_0} = y^2.$$

En comparant à l'équation (3), nous obtenons :

$$1 - y^2 = \frac{RT}{\psi_0} \frac{k}{p} x^p = \lambda x^p.$$

C'est la formule trouvée expérimentalement.

L'interprétation adoptée nous amène à relier les phénomènes de filtration à la modification de la courbe électrocapillaire que M. Gouy (¹) a mise en évidence dans un grand nombre de solutions minérales et organiques ; dans ce dernier cas, il a attribué aux molécules isolantes un moment électrique ; quand elles seront attirées par la paroi, la différence de potentiel au contact changera ; il pourra d'ailleurs y avoir formation d'une couche triple au lieu d'une couche double. M. Gouy avait d'ailleurs vu, dès le début, dans les phénomènes qu'il a étudiés, l'action de forces analogues à celles des corps poreux, *forces électives à un très haut degré*.

Nos expériences s'expliquent précisément en admettant que les forces dont le siège est la surface de séparation d'un solide et d'un liquide influent sur l'électrification de contact.

Dans le cas des alcools méthylique et éthylique, la courbe est représentée par l'équation :

$$1 - y^2 = \lambda x^p,$$

jusque dans une région où la courbe de conductibilité éprouve un changement d'allure. C'est une transformation moléculaire de la solution qui déplace par contre-coup l'équilibre d'adsorption. A

(¹ *Comptes rendus*, 3 décembre 1900; *Ann. de Ch. et de Ph.*, t. XXIX, 1903, p. 445; t. VIII, 1906, p. 291; t. IX, 1906, p. 75; *Comptes rendus*, t. CXLVI, 1908, p. 612.

notre point de vue, la dilution ne pourra plus être considérée comme très grande ; cependant le sens du phénomène est encore prévu par le théorème de Gibbs-Thomson.

Les courbes de l'alcool isobutylique et du phénol se décomposent chacune en deux portions distinctes :

$$1 - y^2 = \lambda_1 x^{p_1},$$

$$1 - y^2 = \lambda_2 x^{p_2}.$$

La courbe de conductibilité ne présente aucune anomalie dans la région de l'intersection.

Il faut, ici, tenir compte de la solubilité limitée des deux corps. D'après ce que nous avons vu, la concentration est plus grande le long de la paroi qu'au centre du tube. Si l'on opère sur des solutions de concentration croissante, il viendra un moment où des globules de phénol, par exemple, se déposeront le long du verre ; au centre, il y aura une solution non saturée ; à la surface, une solution saturée en présence du corps dissous qui se sépare. La couche périphérique contient une phase de plus.

Rien n'est modifié dans la théorie exposée précédemment, si ce n'est que l'équation :

$$u = kx^p$$

n'exprime plus l'équilibre entre deux solutions de phénol, mais entre une solution de phénol et un mélange d'eau phéniquée et de phénol hydraté. L'équation conserve la même forme avec des valeurs numériques différentes des coefficients. L'abscisse du point d'intersection des deux courbes donne la concentration à partir de laquelle il y a saturation superficielle.

L'abaissement du moment d'électrisation en régime permanent s'explique donc par la théorie de l'adsorption. Celle-ci s'accorde avec l'existence de l'état variable. Nous avons vu, en effet, que, dans les phénomènes d'adsorption, l'équilibre n'est souvent atteint que très lentement ; il en est de même pour l'électrisation de contact. Cependant la cause du maximum de la force électromotrice observée dans le cas des solutions organiques demeure inconnue. D'autre part, une fois le régime permanent atteint, il est nécessaire d'attendre que la pression soit établie depuis un certain temps, dix ou vingt minutes environ, pour que la force électromotrice prenne une valeur fixe. Ceci peut tenir à ce qu'il faut, pour que l'équilibre électrique soit

atteint, que l'équilibre physico-chimique entre les concentrations centrale et périphérique soit établi. Comme la concentration centrale est forcément celle du liquide contenu dans le vase d'alimentation, puisqu'il y a écoulement, la quantité de corps dissous adsorbée variera jusqu'à prendre une valeur déterminée par la relation d'équilibre stable entre u et x . Dans le même ordre d'idées, il semble qu'on atteigne plus vite le régime permanent en maintenant toujours une légère pression, par exemple 1 centimètre de mercure, pour que le liquide coule constamment.

II.

Le phénomène étudié a son siège dans une couche très mince voisine de la paroi; nous allons, par une méthode qui pourrait être généralisée à d'autres phénomènes d'adsorption, calculer l'ordre de grandeur de cette région.

Reprenons la valeur trouvée pour la constante λ :

4
$$\lambda = \frac{kRT}{p\psi_0},$$

où

5
$$\psi_0 = \frac{\epsilon_0^2}{8\pi\delta} = \frac{2\pi\mathcal{N}_0^2}{\delta}$$

et

6
$$\mathcal{N}_0 = a_0 \frac{\gamma_0}{\rho_0}.$$

On a d'ailleurs :

7
$$u = kxp.$$

Les équations (4) et (5) renferment trois inconnues k , ψ_0 , δ . Pour calculer u , il faudra donc faire une hypothèse sur l'épaisseur de la couche électrique. Il est vraisemblable qu'elle est de l'ordre de grandeur des quantités analogues calculées par Lord Kelvin dans le cas du contact de deux métaux (1) et par M. Lippmann en électrocapillarité (2); comme nous ne cherchons ici qu'à nous rendre compte d'un ordre de grandeur, nous admettrons que $\delta = 10^{-8}$ centimètre.

(1) *Silliman's J.*, 1878, p. 38 et 258; *Nature*, 31 mars et 19 mai 1870.

(2) *Comptes rendus*, t. XCV, 1882, p. 686.

Nous pouvons éliminer ψ_0 entre les équations (4) et (5), ce qui donne :

$$k = \frac{2\pi\mathfrak{N}_0^2}{RT\delta} \lambda p.$$

On pourra ainsi calculer la quantité u de corps dissous qui adhère à 1 centimètre carré de la paroi.

Nous pouvons aller plus loin : soit x_s la concentration à la surface, τ l'épaisseur de la couche adsorbée :

$$u = \tau x_s.$$

En général x_s est inconnu ; mais supposons qu'il s'agisse d'un corps à solubilité limitée et qu'on ait atteint la concentration de saturation définie par la solution commune des deux équations :

$$\begin{aligned} 1 - y^2 &= \lambda_1 x^{p_1}, \\ 1 - y^2 &= \lambda_2 x^{p_2}. \end{aligned}$$

Si nous admettons que la solubilité du phénol n'est pas influencée sensiblement par le voisinage de la paroi, la concentration x_s est celle qui correspond à la saturation de l'eau phéniquée. C'est une quantité connue ; on pourra en déduire l'épaisseur de la couche chimique :

$$\tau = \frac{u}{x_s} = k_1 \frac{x^{p_1}}{x_s} = \frac{2\pi\mathfrak{N}_0^2}{RT\delta} \frac{x^{p_1}}{x_s} \lambda_1 p_1 = \frac{2\pi\mathfrak{N}_0^2}{RT\delta} \frac{x^{p_2}}{x_s} \lambda_2 p_2.$$

En exprimant toutes les quantités en C. G. S. électrostatiques, on trouve :

$$\left(\frac{E}{P}\right)_0 = \frac{6,42 \times 1,08 \times 10^{-3} \times 10^8}{3 \times 10^{10} \times 13300} = 1,6 \times 10^{-9} \text{ électrostatiques C. G. S. par dyne-centimètre carré.}$$

On en déduit :

$$\mathfrak{N}_0 = 2,8 \times 10^{-3},$$

d'où

$$\frac{2\pi\mathfrak{N}_0^2}{RT\delta} = \frac{2\pi \cdot 2,8^2 \cdot 10^{-6}}{8,4 \cdot 10^7 \cdot 291 \cdot 10^{-8}} = 2,1 \times 10^{-7}, \text{ à } 18^\circ \text{ C.}$$

En calculant les concentrations en molécules-grammes pour une masse totale de 1 gramme, on trouve, pour le phénol :

$$\begin{aligned} \tau &= 2,1 \times 10^{-7} \times \frac{(0,594 \times 10^{-3})^{1,65}}{0,712 \times 10^{-3}} \times 2,4 \times 10^4 \times 1,65, \\ &= 51 \times 10^{-6} \text{ centimètre} \quad \text{ou} \quad 510 \mu\mu. \end{aligned}$$

Pour l'alcool isobutylique :

$$\begin{aligned} \tau &= 2,1 \times 10^{-7} \times \frac{(5,06 \times 10^{-4})^{1,33}}{1,35 \times 10^{-3}} \times 0,85 \times 10^4 \times 1,33, \\ &= 83 \times 10^{-6} \text{ centimètre} \quad \text{ou} \quad 830 \mu\mu. \end{aligned}$$

Les nombres trouvés sont notablement inférieurs au diamètre des tubes capillaires employés ici (le plus étroit de tous avait un diamètre d'environ 3×10^{-2} millimètres) et, d'une façon générale, à celui des tubes qui ont servi aux physiciens qui ont étudié la loi de Poiseuille. Il n'y a pas de contradiction entre celle-ci et l'existence d'une couche plus concentrée adhérente à la paroi, pourvu qu'au centre du tube le liquide ne soit soumis qu'au frottement intérieur (1) et échappe aux forces d'attraction qui produisent l'accumulation de matière sur l'épaisseur τ . Celle-ci dépendant de la nature des corps dissous, on peut s'attendre à ce que la limite inférieure de la loi des diamètres ne soit pas la même pour toutes les solutions. La vérification expérimentale directe de cette remarque serait malheureusement rendue difficile par la nécessité d'éviter les poussières d'une manière absolue, à cause du petit diamètre des tubes à employer (de l'ordre de $\frac{1}{1000}$ de millimètre); la question se poserait peut-être pour certaines membranes animales.

Nous nous trouvons amenés ici, comme dans la théorie générale de l'adsorption, à nous demander si les recherches sur les corps non ionisés peuvent, par généralisation, nous renseigner sur le rôle des corps ionisés dans l'électrification de contact.

Pour répondre à cette question, il faudrait savoir quel est, dans les diverses solutions, le facteur qui détermine la formation de la couche double. Les ions H_+ et OH_- très mobiles et très absorbables jouent-ils, dans tous les cas, le rôle prépondérant que M. Perrin a mis en évidence en milieu acide et basique? L'étude de l'eau distillée très pure fournirait une réponse précise, mais de telles expériences seraient peu pratiques. Il vaudrait mieux comparer des solutions salines différentes, mais il ne suffirait peut-être pas, comme nous l'avons déjà fait prévoir, d'ajouter à l'influence de l'adsorption du sel non dissocié celle des ions de la portion dissociée ².

Voir BRILLOUX, *Leçons sur la viscosité*, t. I, p. 47.

² D'autres facteurs peuvent intervenir dans les phénomènes électrocinétiques; d'après M. Coehn, un corps se chargerait positivement en frottant contre un corps de constante diélectrique inférieure; la différence de potentiel au contact

Nous avons laissé de côté le phénomène de transport électrique des suspensions, dont l'étude quantitative précise est très délicate. Ses étroites relations avec les phénomènes importants de coagulation et de précipitation nous amènent à nous demander quelle forme prendra ici l'action du corps non conducteur dissous. Dans le cas restreint de particules non conductrices (hypothèse essentielle à la théorie de Helmholtz), on pourra s'attendre à voir la vitesse de transport diminuée par la présence du corps non conducteur; on pourrait aussi examiner la question encore contestée de l'influence des non-électrolytes sur la stabilité des colloïdes.

Le phénomène étudié doit avoir une portée générale sous la forme de relation entre l'adsorption et l'électrification de contact; nous avons vu ses rapports avec l'électrocapillarité. L'action de la gélatine et d'autres colloïdes sur la différence de potentiel cathodique ne peut pas, comme l'a montré M. Ch. Marie, s'expliquer par une augmentation de viscosité ⁽¹⁾. L'électrolyse apporte ici une source énorme de complications, de même que dans le travail de M. G. Schulze, qui a mis en évidence le rôle des molécules salines non dissociées en ions dans le fonctionnement des soupapes électrolytiques ⁽²⁾; ces phénomènes sont, très probablement, en relation avec celui que nous avons étudié.

En particulier, les faits mis en évidence par M. Schulze présentent nettement le caractère d'une adsorption par l'anode.

La difficulté consiste à définir des états d'équilibre, pour pouvoir faire appel à la thermodynamique; mais, une fois qu'on y est parvenu, on peut relier, grâce à la notion féconde d'énergie utilisable, les phénomènes d'adsorption à d'autres phénomènes d'aspect très différent.

serait proportionnelle à la différence des constantes diélectriques. Voir COHEN, *W. A.*, t. LXIV, 1898, p. 217; COHEN et RAYDT, *Ann. der Phys.*, t. XXX, 1909, p. 777.

⁽¹⁾ *Revista del Museo de la Plata*, XXVII, t. IV, 1910, p. 131.

⁽²⁾ *Ann. der Ph.*, t. XXXIV, 1911, p. 657; *J. de Phys.*, 3^e série, t. I, p. 410, 1911.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLIV, n^{os} 13, 14 et 15 ; mars-avril 1912.

H. POINCARÉ. — Sur la diffraction des ondes hertziennes. — P. 795.

Explication des divergences entre le mémoire de M. March et celui de l'auteur.

Comme le coefficient d'affaiblissement, même de jour, est cent fois plus faible que le coefficient théorique, il en résulte que les théories ordinaires ne rendent pas compte des faits.

A. LEDUC. — Chaleurs spécifiques des vapeurs au voisinage immédiat de la saturation. — P. 812.

Théorie thermodynamique. Application à la vapeur d'eau. Pour cette vapeur :

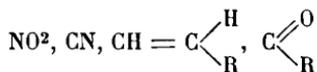
$$\frac{C}{c} = 1,372 + 5 \cdot 10^{-10} - 2 \cdot 10^{-6} \theta^2 - 13 \cdot 10^{-8} \theta^3,$$

avec $\theta = t - 100$.

LOUIS DUNOYER. — Observations nouvelles sur la fluorescence de la vapeur de sodium. — P. 813 (1).

A. COTTON et H. MOUTON. — Biréfringence magnétique et constitution chimique; anisotropie moléculaire et atomique. — P. 818 et 930.

On sait que le noyau benzénique joue un rôle important (biréfringence positive). La biréfringence peut diminuer beaucoup dès qu'on altère ce noyau en y supprimant des doubles liaisons; mais, si on remplace un ou plusieurs atomes d'hydrogène par des atomes ou groupements monovalents, la biréfringence augmente ou diminue, tout en restant du même ordre de grandeur.



1) Voir Société de Physique, résumé des communications, 15 mars 1912.

(R étant un atome d'hydrogène ou un radical monovalent) augmentent la biréfringence; I, NH^2 , Br, Cl la diminuent.

Si on introduit plusieurs de ces groupements à la fois, leur influence dépend et de leur nombre et de leurs positions. Exemples : Pour interpréter cette action, on peut admettre que ces atomes ou groupements possèdent une anisotropie magnétique ou optique; et en effet, dans les carbures saturés à chaîne linéaire qui sont inactifs ainsi qu'un grand nombre de leurs dérivés, les groupements qui, dans les corps aromatiques, se sont montrés les plus actifs donnent naissance à des dérivés actifs. De même NO^2 donne à NO^3H une biréfringence positive.

G. BIGOURDAN. — Sur quelques observations de position qui pourront être faites pendant l'éclipse de Soleil du 17 avril 1912. — P. 845.

Marche à suivre pour les expériences de détermination du diamètre de la Lune, de la position réelle de la ligne de centralité, etc.

BERTIN. — Au sujet de l'augmentation de déplacement nécessaire sur un navire pour accroître d'une tonne le poids du chargement. — P. 851.

Théorie mathématique.

A. FRIEDMANN. — Sur la recherche des surfaces isodynamiques. — P. 864.

Théorie mathématique.

J. PIONCHON. — Sur la dissolution du cuivre dans l'eau. — P. 865.

Si l'on forme la pile cuivre-eau-cuivre, et si l'on soumet une des lames de cuivre à une percussion, on observe une déviation du galvanomètre indiquant que la lame percutée devient momentanément négative. L'expérience répétée donne des résultats de moins en moins sensibles et finalement nuls. Les mêmes phénomènes recommencent avec de l'autre eau, ou avec la même eau traitée par la limaille de fer. Le cuivre doit donc se dissoudre dans l'eau à l'état de traces insensibles à l'analyse chimique, dissolution accompagnée du phénomène électrique admis par la théorie de Nernst.

P. VAILLANT. — Sur l'influence de la température et de la lumière sur la conductibilité d'un corps phosphorescent (CaS). — P. 867 (1).

La conductibilité augmente sous l'action de la lumière jusqu'à un maximum, puis diminue; dans l'obscurité, elle diminue d'une façon continue. Cette variation de résistance n'est pas du reste un phénomène qui serait dû uniquement à une variation de température.

R. FORTRAT. — Structure des bandes telluriques dues à l'oxygène. — P. 869.

Historique. On peut réunir toutes les raies d'une bande dans une formule de la forme :

$$N = am^2 + bm + c,$$

m pouvant être positif ou négatif.

Bande A :

$$N = 20,4m^2 - 15m + 1,316670 + 0,0003m^4 \text{ (manquent les raies } m = \pm 11 \text{ .)}$$

Bande B :

$$N = 23,7m^2 - 14,8m + 1,456120 - 0,0122m^3 \text{ (manquent les raies } m = \pm 11 \text{ .)}$$

Bande α :

$$N = 30,51m^2 - 19m + 1,593190 - 0,0026m^4 - 0,02m^3 \\ \text{manquent les raies } m = \pm 9 \text{ .}$$

G. A. HEMSALECH. — Sur les vitesses relatives des vapeurs lumineuses de divers éléments dans l'étincelle électrique. — P. 872.

Tableau. Ces vitesses sont fonction du poids atomique et de la cohésion moléculaire de l'élément considéré :

$$\text{Mg, } 27,6 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}; \text{ Zn, } 51; \text{ Cd, } 209; \text{ Cu et Ag, } 14; \text{ Fe, } 27,2; \text{ Ni, } 28;$$

$$\text{Al, } 34; \text{ Pb, } 49,6; \text{ Th, } 53; \text{ Bi, } 54;$$

Ca, 87 pour certaines raies, 148 pour les raies renforcées.

A AUBERTIN. — Sur divers aspects de la décharge d'un condensateur. — P. 874.

On peut, à la pression atmosphérique, obtenir des étincelles de

Voir aussi *C. R.*, 4 décembre 1911.

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Mai 1912.)

396 COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES
 décharge variant de l'aspect de la décharge dans un tube de
 Geissler celui de l'étincelle disruptive blanche. Photographies.

LOUIS HACKSPILL. — Sur la tension de vapeur des métaux alcalins
 entre 250° et 400°. — P. 877.

Courbes relatives au cæsium, rubidium, potassium et sodium.

Cæsium.....	230°	0 ^{mm} ,2	272°	0 ^{mm} ,99	350°	6 ^{mm} ,72	397°	15 ^{mm} ,88
Rubidium...	250°	0 ^{mm} ,06	305°	1 ^{mm} ,46	353°	4 ^{mm} ,25	367°	6 ^{mm} ,14
Potassium...	264°	0 ^{mm} ,1	315°	0 ^{mm} ,86	360°	2 ^{mm} ,13	400°	4 ^{mm} ,61
Sodium.....	350°	0 ^{mm} ,08	397°	0 ^{mm} ,26				

ALFRED HENRY. — Sur la détermination en valeur absolue de la masse des mole-
 cules des liquides et plus spécialement de la molécule de mercure. — P. 880.

Le calcul est basé sur les hypothèses suivantes :

1° Un liquide est formé de molécules sphériques glissant sans
 frottement les unes contre les autres ;

2° L'énergie de passage (de l'intérieur à l'extérieur du liquide) est
 mesurée par la chaleur interne de vaporisation ;

3° L'énergie d'approche (de l'intérieur à la surface du liquide) est
 égale à l'énergie superficielle de la molécule et à la moitié de l'éner-
 gie de passage. D'où, pour le mercure et pour une molécule :

$$d_0 \text{ (diamètre)} \times 10^8 = 3^{\text{cm}},48, \quad p_0 \text{ (poids)} \times 10^{24} = 295 \text{ grammes,}$$

$$N_0 = 66,6 / 10^{22}.$$

M. Perrin avait trouvé :

$$3^{\text{cm}},46, 295 \text{ grammes, } 67,8 \times 10^{22}.$$

MARCEL BOLL et PAUL JOB. — Cinétique photochimique des acides chloro-
 platiniques en solution très étendue. — P. 881.

Application de la méthode de Boll (1).

Tout se passe comme si les ions de la série chloroplatinique évo-
 laient, sous l'influence de la lumière, suivant une réaction bimole-
 culaire totale.

(1) C. R., t. CLIV, 1912.

P. PASCAL. — Analyse thermique de l'hexachloréthane et de ses mélanges binaires. — P. 883.

L'hexachloréthane C^2Cl^6 se présente sous trois variétés : α stable à $t > 123^\circ$, β stable entre 123° et $71^\circ,6$, γ stable au-dessous de $71^\circ,6$. L'étude des mélanges de C^2Cl^6 avec la naphthaline et le phénanthrène justifie les résultats précédents. Les mélanges riches en C^2Cl^6 sont entièrement solidifiés à $71^\circ,6$, mais un abaissement de température peut les reliquéfier en partie (cas très rare fourni par certains bronzes riches en étain). La constante cryoscopique de C^2Cl^6 est 560, d'où, pour sa chaleur de fusion moléculaire, 1.789 calories et pour sa chaleur de vaporisation 12.931 calories. En outre, en solution diluée dans C^2Cl^6 , l'anthracène se transforme en para-anthracène.

J. VALLOT. — Existence et effets des poussières éoliennes sur les glaciers élevés du mont Blanc. — P. 905.

Ces poussières ont pu être observées pendant l'été dernier de 1911, qui fut particulièrement beau. Sous l'effet de la chaleur et de la pluie remplaçant la neige habituelle, elles se sont rassemblées dans les creux ou les rigoles qui se forment à la surface de la neige.

E.-H. AMAGAT. — Sur les variations du coefficient de pression avec la température et sur quelques points qui en dépendent dans l'étude des pressions intérieures des fluides. — P. 909.

Le coefficient de pression, d'après les expériences faites au laboratoire de Kamerlingh Onnes, diminue très nettement pour l'argon quand la température croît. Cette diminution est infiniment moindre pour l'hydrogène et l'hélium et n'est pas certaine. Néanmoins, si faibles que soient ces variations, elles sont encore beaucoup trop fortes relativement à celles de la chaleur spécifique à volume constant (expériences de L. Joly). Il doit donc y avoir une erreur systématique dans la détermination des pressions.

M. Amagat montre en outre par le calcul comment les variations de l'énergie intramoléculaire dépendent de celles des coefficients de pression.

KYRILLE POPOFF. — Influence des divers procédés de mesures photométriques sur l'estimation des grandeurs stellaires. — P. 923.

Théorie montrant l'influence de la luminosité de la région explorée, influence différente pour les divers procédés.

ALBERT COLSON. — Sur les singularités de certaines vérifications en chimie physique ⁽¹⁾. — P. 933.

G. BOIZARD.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXIII; mars 1912.

J. ROBERTS et C. MEIGH. — Sur l'instabilité des jets gazeux. — P. 368-375.

On sait que si la pression qui détermine l'écoulement d'un gaz à travers un orifice étroit est légèrement augmentée, au delà d'une certaine valeur le jet devient irrégulier; de même, dans certaines circonstances, le jet présente une sensibilité particulière pour les vibrations sonores. La sensibilité est d'autant plus grande que le tube à travers lequel s'écoule le gaz est plus court, et par suite on a intérêt à utiliser comme ouvertures des trous d'épingles dans des plaques métalliques excessivement fines.

La hauteur du son qui peut perturber le jet gazeux varie dans d'assez grandes limites avec les caractéristiques du jet gazeux. Certains jets sont sensibles à des sons dont la hauteur est voisine de la limite supérieure des sons perceptibles à l'oreille, d'autres, au contraire, ne sont impressionnés que par des sons très graves.

Les auteurs ont fait diverses expériences en modifiant l'épaisseur des plaques, la vitesse d'écoulement, etc.

C. TOLMAN. — Mécanique non newtonienne; masse d'un corps en mouvement. — P. 375-380.

Mémoire mathématique dans lequel l'auteur reprend les raisonne-

⁽¹⁾ Voir Société de Physique, résumé des communications, 19 avril 1912.

ments, faux d'après lui, de M. Campbell, qui dans un article antérieur avait cherché à prouver, en considérant une collision longitudinale, que la masse d'un corps en mouvement n'était pas donnée par la formule classique d'Einstein.

K. SCHEEL et W. HENSE. — La dilatation du mercure. Remarques à propos d'un mémoire de Callendar et Moss. — P. 412-417.

Les auteurs critiquent les expériences de Callendar et Moss et comparent les résultats des divers expérimentateurs, Chappuis, Thiesen, Scheel et Sell.

GEIGER et NUTTALL. — L'émission de particules α par l'uranium. — P. 439-445.

Au cours d'expériences sur le parcours des particules α émises par les différentes substances radioactives, Geiger et Nuttall ont signalé qu'il existait une relation quantitative entre la pénétration des particules α et la constante de transformation du produit dont elles sont issues. En prenant les logarithmes de ces deux nombres et traçant la courbe, on obtient une droite.

Une certaine difficulté se présentait pour l'uranium qui émet deux particules α . Geiger et Nuttall ont fait des expériences par la méthode de Brogg modifiée desquelles il résulte qu'il existe deux produits de longue période impossible à séparer par les procédés chimiques. L'uranium I, dont la période est de 5×10^9 années, donne des particules α de parcours $2^{\text{m}},5$ à la pression atmosphérique de 15^{c} et dans l'air, et est suivi par un produit, l'uranium II, de près de 2×10^6 années, émettant des particules α de portée $29^{\text{cm}},9$.

H. VIGNERON.

BURTON. — Le microazimut-mètre, instrument pour mesurer les très petits déplacements angulaires. — P. 385-400.

L'appareil permet de déterminer l'azimut d'un miroir de petites dimensions (quelques millimètres) avec une erreur maxima de 0.1 seconde d'arc. Le système comprend une source lumineuse F dont on concentre la lumière au moyen d'une lentille L sur une fente verticale S très étroite. Le miroir M dont on étudie les déplacements

angulaires est conjugué de S par rapport à une lentille achromatique O. Les rayons réfléchis par M retraversent O et viennent former en S', symétrique de S par rapport à l'axe principal de O, une image des franges de diffraction produites par S. On observe ces franges avec un oculaire micrométrique dont on choisit le fil vertical de telle façon qu'il couvre la partie médiane de la frange centrale blanche, ne laissant de chaque côté qu'une bande résiduelle très étroite. On règle le fil de manière que les intensités des bandes résiduelles B et B' soient les mêmes.

Lorsque cette condition est réalisée, un déplacement très petit du miroir produit une inégalité très marquée dans l'intensité des bandes B et B'.

L'auteur indique ensuite comment il a réalisé expérimentalement le dispositif théorique précédent et donne une théorie approximative de l'appareil.

FERGUSON. — Mesures photographiques effectuées sur des gouttes liquides suspendues. — P. 417-430.

Dans deux mémoires sur les gouttes liquides suspendues, M. Worthington a montré comment on pouvait évaluer la constante capillaire A d'un fluide en traçant sur du papier quadrillé l'image amplifiée d'une goutte de ce liquide. M. Ferguson substitue la photographie au dessin. Sur les clichés figurent non seulement le contour de la goutte suspendue, mais aussi la surface libre S du liquide, de sorte que la distance d'un point quelconque de la goutte à S est connue.

Les résultats de ce travail sont les suivants :

1° Dans le voisinage du sommet de la goutte, le contour apparent peut être représenté par une équation de la forme :

$$y = bx^2 + cx^4;$$

2° Les coefficients *b* et *c* se déterminent facilement ; connaissant leurs valeurs on en déduit A ;

3° Cette méthode est très générale, elle est applicable au cas où les gouttes se forment à l'intérieur d'un autre liquide.

LORD RAYLEIGH. — Sur les lois de Fresnel relatives à la réflexion. — P. 431-439.

Les travaux de Jamin ont montré que la lumière réfléchiée par le diamant est loin d'être complètement polarisée, quel que soit l'angle d'incidence.

Les premières expériences de lord Rayleigh, faites en 1907, avaient pour but de rechercher si cette anomalie peut être attribuée à une couche superficielle de substances étrangères, comme cela se produit dans le cas de l'eau. Les nouvelles expériences de l'auteur sur le verre et le diamant montrent que cette hypothèse présente une grande part de vérité et que cette couche doit intervenir dans d'autres phénomènes de réflexion.

AUBERT.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XXXVII, n° 3, 4 et 5; 1912.

M. OWEN. — Recherches magnétochimiques. Propriétés thermomagnétiques des éléments. II. — P. 657-699.

Ce nouveau travail du laboratoire Bosscha complète celui de K. Honda ¹). Honda avait étudié les propriétés magnétiques de 43 éléments à la température ordinaire et aux températures élevées; les mesures de Owen se rapportent à 58 corps simples, dans un intervalle de température compris entre -190° et $+1.100^{\circ}$. Les éléments non étudiés sont les éléments gazeux, les métaux ferromagnétiques et 12 métaux du groupe des terres rares inconnus à l'état métallique.

Les déterminations ont été faites par la méthode de Curie. L'emploi du nouvel électro-aimant de H. du Bois a permis d'utiliser des champs plus puissants que dans les recherches antérieures (à la température ordinaire, on pouvait atteindre 26.000 gauss); l'importance des erreurs dues aux impuretés ferromagnétiques est par cela même diminuée.

Les résultats de Owen concordent avec ceux de Honda. La variation de la susceptibilité magnétique avec le poids atomique, à la

¹ K. HONDA, *Ann. d. Phys.*, XXXII, p. 1027; 1910.

température ordinaire, correspond assez bien à la classification périodique de Mendelejew.

(Le mémoire renferme plusieurs tableaux où sont résumés les résultats de l'auteur et les résultats antérieurs.)

F. LUNKENHEIMER. — Réponse à la remarque de M. Stark ⁽¹⁾ sur mon mémoire : « Rapports des intensités des raies de l'hydrogène dans le spectre des rayonnements ». — P. 829-831.

L'auteur donne le détail de ses expériences. Il a opéré avec des dispersions de même ordre, — en général, plus grandes, — que celles utilisées par Stark et Steubing; ses résultats concordent avec ceux de Paschen, qui a employé des dispersions deux fois plus grandes. Il faut remarquer en outre que les expériences de Paschen et de Royds ne peuvent être invoquées en faveur des conclusions de Stark.

M. BARRÉE.

E. MEYER. — Sur la structure des rayons γ . — P. 700-720.

L'auteur a déjà mis en évidence les variations d'intensité (oscillations de Schweidler) dans les rayons γ du radium ⁽¹⁾. Il a étudié cette fois, au moyen d'un condensateur différentiel, la variation de l'ionisation produite par cette radiation dans deux chambres situées sur la même direction de propagation ou situées symétriquement par rapport à l'axe du tube contenant le radium. Une résistance de Bronson fait de l'électromètre un instrument de variation.

L'ionisation dans l'une des chambres n'est pas absolument indépendante de celle de l'autre. L'explication de ces résultats au moyen de la théorie corpusculaire de Bragg serait compliquée; dans la théorie ondulatoire, il faut admettre qu'une pulsation γ peut mettre en liberté plus d'une particule β . Pour expliquer l'effet transversal, il y aurait lieu de tenir compte de ce que la matière radioactive n'est pas une source ponctuelle.

M. Meyer croit qu'on pourra peut-être arriver à une explication au moyen d'une théorie analogue à celle que Sommerfeld a donnée pour les phénomènes photoélectriques ⁽²⁾.

⁽¹⁾ *Berl. Ber.*, XXXII, p. 647 (1910); *Jahrb. d. Rad. u. El.*, VII, p. 279 (1910); *Phys. Zeits.*, XIII, p. 73 (1912), et ce vol., p. 247.

⁽²⁾ *Ph. Z.*, XII, p. 1057; 1911.

W. ALTBERG. — Sur les porteurs monomoléculaires d'électricité dans les gaz; nouvelle méthode de mesure du diamètre moléculaire. — P. 849-880.

La méthode employée est celle de Zeleny; le courant de gaz traverse deux toiles métalliques entre lesquelles est maintenu un champ électrostatique; l'une d'elles est munie d'un dispositif d'anneau de garde. L'auteur a commencé par étudier l'appareil en se servant de gaz carbonique ionisé par des rayons de Röntgen.

En portant en abscisses les différences de potentiel P établies entre les armatures et en ordonnées les déviations de l'électromètre, on obtient une courbe qui a une partie d'abord à peu près rectiligne, puis s'incurve et atteint un maximum. L'abscisse à l'origine x correspond à l'arrivée des particules les plus rapides; si d est la distance des plateaux, la mobilité des ions négatifs recueillis par le treillis relié à l'électromètre (l'autre armature étant reliée au pôle négatif d'une batterie d'accumulateurs dont un pôle est au sol) est donnée par :

$$\omega = \frac{vd}{x}$$

v , vitesse du gaz).

On vérifie d'ailleurs que la valeur trouvée est indépendante à 60 0 près) de la distance d . $\omega = 5^{\text{cm}},7$ par seconde par volt, nombre très grand.

L'auteur a opéré ensuite dans l'air, l'oxygène et l'azote. Le rayon moléculaire est calculable d'après le coefficient de frottement intérieur; les formules de Lénard et de Langevin donnent ensuite des valeurs du rayon des centres électrisés voisins du rayon moléculaire, tandis que les formules de Thomson et de Riecke donnent des valeurs bien inférieures.

M. Altberg a étendu ensuite la théorie de Lenard aux mélanges de gaz, ce qui a beaucoup d'intérêt, puisqu'on peut ainsi comparer les résultats obtenus avec l'hydrogène commercial, par exemple à celui que donne l'hydrogène pur mélangé à l'air.

Il trouve ainsi pour les rayons des centres électrisés dans l'hydrogène :

$$r_+ = 7,95 \cdot 10^{-9}, \quad r_- = 4,8 \cdot 10^{-9} \text{ cm.}$$

Ces nombres sont bien inférieurs au rayon moléculaire calculé

d'après le frottement intérieur, l'absorption des rayons cathodiques et la densité à l'état liquide; il s'agit peut-être ici d'atomes.

A. GRUMBACH.

W. LENZ. — Capacité, résistance et self-induction des bobines en courant alternatif. — P. 923-974.

Les recherches de l'auteur se rapportent à des bobines larges à une seule couche et pour lesquelles le rapport du rayon moyen au pas d'enroulement est beaucoup plus grand que l'unité. Il détermine la valeur du champ magnétique et du champ électrique dans l'enroulement et arrive à la conclusion suivante. Pour des fréquences assez basses et des dimensions de bobines telles que le courant dans l'enroulement puisse être considéré comme quasi stationnaire, la bobine peut être considérée comme un enroulement pourvu de résistance et de self-induction, mais aux bornes duquel serait placé en dérivation un condensateur de capacité indépendante de la fréquence et égale à $\frac{m}{3}c$, $2m$ étant le nombre de spires et c la capacité relative de deux spires circulaires voisines.

Les formules relatives à la résistance et à la self-induction, formules qui mettent surtout en évidence l'influence du pas, sont assez complexes, mais se simplifient dans quelques cas particuliers. En désignant par r le rayon du fil, par R le rayon moyen de la bobine (compté jusqu'à l'axe de l'enroulement), par n la pulsation, par σ la conductivité du métal et par h le pas d'enroulement, en posant :

$$K^2 = 4\pi n\sigma \quad \text{et} \quad v = \frac{2\pi r}{h},$$

on obtient pour les fréquences telles que Kr soit faible :

$$\frac{R_a}{R_c} = 1 + \left(\frac{Kr}{2}\right)^4 P,$$

avec

$$P = \frac{1}{12} + \left(\frac{v}{2}\right)^2 + \frac{8}{27} \left(\frac{v}{4}\right)^4 + \frac{3^2}{10125} \left(\frac{v}{4}\right)^8;$$

R_a et R_c , résistances en courant alternatif et continu.

La formule de Cohen (1) devient dans les mêmes conditions :

$$\frac{R_a}{R_c} = 1 + \left(\frac{Kr}{2}\right)^4 0,348v^2.$$

Ces deux formules ne concordent approximativement que pour

$$v < \frac{\pi}{2}.$$

Pour les fréquences élevées, la formule de Cohen devient :

$$\frac{R_a}{R_c} = r \sqrt{\frac{\pi n \sigma}{2}} \frac{v^2}{\pi},$$

et celle de Lenz :

$$\frac{R_a}{R_c} = r \sqrt{\frac{\pi n \sigma}{2}} \cdot \varphi(v),$$

avec

$$\varphi(v) = 1 + \frac{1}{2} v^2 \sum_1^{\infty} (\beta) c^2.$$

Le calcul des fractions c résulte du travail de l'auteur. Sommerfeld avait montré que dans le cas de spires jointives $v = \pi$, $\varphi(v) = 3,73$. L'auteur trouve :

v	$\frac{\pi}{8},$	$\frac{\pi}{4},$	$\frac{\pi}{2}$	$\pi.$
φ	1,076	1,28	1,92	3,73.

Ces résultats concordent assez bien avec les résultats des expériences de Black dont s'écartent les résultats fournis par la formule de Cohen qui ne conviendraient pas pour les fréquences élevées.

En désignant par L le quotient de la self-induction de la bobine pour un courant continu, par le nombre de spires $2m$, l'auteur trouve que pour les fréquences très élevées ($n = \infty$) :

$$L_{\infty} = L + 4\pi RL_0,$$

avec

$$L_0 = \frac{1}{4} - \log \operatorname{nep.} (1 - e^{-v}) - \frac{v}{2} + \frac{v^2}{24}.$$

¹ Bulletin du Bureau of Standards, V, 4, fasc. 1, p. 161; 1907.

Les formules d'Heaviside⁽¹⁾ et de Coffin-Esau⁽²⁾ ne concordent avec cette formule que dans le cas de spires jointives.

R. JOUAUST.

A. HEURUNG. — Réponse aux remarques faites par R.-W. Wood au sujet de mes recherches sur le chlore et l'iode. — P. 1046-1048.

L'auteur répond à R. Wood : 1° que ses recherches sur le chlore n'avaient pas tout à fait le même objet que celles du physicien américain ; 2° qu'en opérant avec un spectrographe à échelons il a pu montrer que les raies d'absorption de l'iode n'étaient pas doubles comme le pensait Wood d'après ses propres expériences, mais simples et fines.

F. CROZE.

L. POCHHAMMER. — Équation d'état pour calculs approchés. — P. 103-130.

Nouvelle forme d'équation d'état pour les températures inférieures à la température critique. Elle satisfait à la loi du diamètre rectiligne et conduit, pour la chaleur de vaporisation, à une expression de la forme :

$$L = K'T \frac{dp}{dT} \sqrt{T_c - T},$$

p désignant la pression de saturation et T_c la température critique.

L. SILBERSTEIN. — Sur la mécanique statistique. — P. 386.

Réponse à J. Kroó⁽³⁾.

A. BRANDT. — Sur la chaleur interne de vaporisation. — P. 847-848.

Elle peut s'exprimer d'une manière approchée par la formule :

$$\rho = - \frac{T}{J} p \frac{d(u' - u_j)}{dt};$$

(1) HEAVISIDE, *Electrical Papers*, t. I, p. 350.

(2) *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 160; 1911.

(3) *Ann. d. Phys.*, t. XXXIV, p. 907-935; 1911; — voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 680; 1911.

p désignant la tension maxima à T^0 ; u et u' , les volumes spécifiques du liquide et de la vapeur à la même température; J , l'équivalent mécanique de la calorie.

O. SACKUR (Breslau). — Emploi de la théorie cinétique des gaz dans les problèmes chimiques. — T. XXXVI, p. 958-980; 1912.

En essayant d'étendre le point de vue de Boltzmann-Planck (relation entre l'entropie et la probabilité) aux réactions chimiques irréversibles entre gaz parfaits, l'auteur est conduit à une hypothèse présentant une analogie remarquable avec celle des *quanta*. Au lieu de se répandre uniformément dans l'espace qui leur est offert et de prendre toutes les vitesses possibles depuis la valeur zéro jusqu'à la valeur infinie, les molécules gazeuses se grouperaient par régions (très petites, mais finies), et leurs vitesses varieraient d'une manière discontinue. Le volume de ces petites régions et la grandeur de la discontinuité des vitesses seraient, pour chaque gaz, caractéristiques de ses propriétés chimiques.

Les lois de l'équilibre chimique peuvent alors être déduites, sans hypothèse restrictive particulière, de la loi considérée comme fondamentale de l'accroissement du désordre moléculaire.

C. TAMMANN. — Equilibre thermodynamique d'un système formé d'une seule substance. — T. XXXVI, p. 1027-1054; 1912.

La Thermodynamique pure permet de prévoir — et l'Atomistique exige — l'existence de deux espèces de courbes d'équilibre pour une substance considérée sous deux phases coexistantes.

La première espèce comporte un point *critique* pour lequel s'anulent à la fois la différence de volume et la différence d'énergie des deux phases. La deuxième n'en comporte généralement pas.

L'auteur précise les conditions déterminantes de l'une ou l'autre espèce.

L. DECOMBE.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XIII; 1912.

M. REICH. — Le rayonnement d'une antenne suivant sa forme. — P. 228-234.

L'antenne étudiée était constituée par quatre fils verticaux disposés sur un cylindre de 20 centimètres de diamètre et de 33 mètres de hauteur et aboutissant à un rideau formé de trois fils de 40 mètres de long placés dans le même plan. Ce rideau pouvait être déplacé de façon que l'extrémité libre des fils pût être à 52 mètres (position I, 33 mètres (II), 42 mètres (III) et 1^m,5 (IV) du sol. Dans toutes les mesures, une bobine de self-induction variable permettait de maintenir constante et égale à 583 mètres la longueur d'onde du système. On évaluait le rapport entre l'intensité I_r du courant évaluée au moyen d'un ampèremètre placé au ventre d'un récepteur, tenu rigoureusement invariable pendant les expériences, et les indications I d'un autre ampèremètre placé au ventre de l'antenne réceptrice.

La résistance équivalente au rayonnement R_s est proportionnelle à

$$\frac{I_r}{I} \times \frac{1}{\delta_1 + \delta_2}.$$

δ_1 , décrement logarithmique de l'émetteur; δ_2 , du récepteur. δ_2 étant constant et δ_1 étant négligeable devant δ_2 , R_s est proportionnel à $s = \frac{I_r}{I}$.

La connaissance de cette grandeur s , de δ_1 et de la résistance effective R de l'antenne émettrice, évaluée en intercalant dans cette antenne des résistances sans self-induction, permet de calculer R .

Les résultats obtenus sont les suivants :

Avec mise à la terre de l'antenne.

Position	I	II	III	IV
R (ohms).....	41,5	8,3	6,6	6,1
R_s (ohms).....	6,5	3,3	1,6	1,1

Avec contreponds électrique..

Position	I	II	III	IV
R.....	7,5	5,5	4,4	4
R_s	5,6	3,6	2,5	2,1

Pour la position I, l'énergie rayonnée n'est que de 56 0/0 de l'énergie totale dans le cas de la mise à la terre, de 74 0/0 dans le cas de l'emploi d'un contrepoids électrique.

L'auteur a également mesuré l'intensité du courant en divers points de l'antenne émettrice et évalué l'aire de la courbe obtenue en portant ces valeurs en ordonnées et en abscisses la distance verticale du point correspondant au sol.

Le carré de cette aire doit être proportionnel à la valeur de la partie du décrement correspondant au rayonnement, valeur qui a servi au calcul de R_s . Cette proportionnalité est sensiblement vérifiée.

Cette aire permet également d'évaluer la longueur du dipole équivalent pour un courant quasi stationnaire à l'antenne réceptrice et en introduisant cette valeur dans la formule de Rüdénberg (¹), on obtient pour R_s des valeurs très voisines des valeurs observées.

G. VALLAURI. — Anisotropie magnétique du fer. — P. 314-316.

Gans ²) croit avoir montré que les dépôts de fer électrolytique obtenus dans les champs magnétiques ne présentent pas d'anisotropie, mais il opérait dans des champs très intenses, et on peut se demander si ce n'est pas là la raison qui faisait disparaître l'anisotropie. Déjà Weiss avait signalé que les anomalies de la pyrrhotine étaient d'autant moins marquées que le champ extérieur était plus élevé. L'auteur, au cours de recherches sur l'aimantation du fer soumis à deux champs rectangulaires, a mis en évidence cette anisotropie, qui s'atténue à mesure que l'on approche de la saturation. Il opérait sur un cylindre creux, auquel deux enroulements convenablement disposés donnaient une aimantation longitudinale et une aimantation transversale (circulaire). En opérant avec l'un ou l'autre des enroulements, il a pu constater que la susceptibilité était plus grande pour l'aimantation longitudinale que pour l'aimantation transversale; mais tandis qu'elle la dépassait de 73 0 0 dans des champs de 4 gauss, elle ne lui était plus supérieure que de 60 0 dans des champs de 40 gauss.

Si on fait varier simultanément les deux champs d'une façon convenable, le fer est soumis à un champ tournant H , qui produit

Annalen der Physik, XXV, p. 446; 1908.

² *J. de Phys.*, 3^e série, I, p. 1050; 1911.

une intensité d'aimantation I en retard, par suite de l'hystérésis d'un angle ϵ sur le champ, et le métal est soumis à un couple $HI \sin \epsilon$.

On constate que le diagramme représentant l'intensité d'aimantation en cordonnées polaires est non pas un cercle, mais une ellipse.

Le rapport $\frac{I_{\min}}{I_{\max}}$ est de 0,332 pour $H = 2,85$, 0,922 pour $H = 37,88$.

De même l'angle ϵ n'est pas constant, mais présente par cycle deux maxima et deux minima égaux dont la différence s'atténue à mesure que le champ magnétisant augmente.

Il est à remarquer qu'au contraire les aires des cycles d'hystérésis tracés soit pour l'aimantation longitudinale, soit pour l'aimantation transversale, sont les mêmes, si les valeurs limites de l'intensité d'aimantation dans ces cycles sont les mêmes.

R. JOUAUST.

G. EBERHARD. — Influence mutuelle des régions contiguës d'une plaque au bromure d'argent. — P. 289-292.

Les expériences de l'auteur montrent que, toutes choses égales d'ailleurs, et en dehors des limites de la solarisation, le noir d'un élément de surface de la plaque est d'autant plus faible que le noir des régions contiguës est plus intense. L'affaiblissement est d'autant plus marqué que le noir de l'élément considéré est lui-même plus fort.

On peut donc prévoir qu'une région étendue de la plaque, uniformément impressionnée et contiguë à des régions non insolées, doit présenter des noirs progressivement croissants depuis le centre jusqu'aux bords, et que cet effet doit augmenter avec le noir. L'expérience confirme ces prévisions.

D'autre part, le noir est, toutes choses égales d'ailleurs, d'autant plus intense que la surface impressionnée (et contiguë à des régions non insolées) est plus petite. L'effet augmente avec l'impression, et aussi, pour une même impression et pour un développement également poussé, avec la dilution des révélateurs.

Les expériences sont quantitatives, et les résultats peuvent être représentés par des formules empiriques simples.

L'auteur indique l'intérêt que ces faits présentent au point de vue astronomique, et fait remarquer leur analogie avec les phénomènes de contraste dans la vision.

Ch. FORTIN.

GEORGE JAFFÉ. — Remarque sur la théorie électronique des métaux. — P. 284-287

L'auteur se propose de trouver une expression pour le rapport $\frac{1}{T} \frac{k}{\alpha}$, où T désigne la température absolue, k la conductivité thermique et α la conductivité électrique, afin d'interpréter les divergences avec la loi de Wiedemann-Franz et par suite avec la loi de Dulong-Petit.

Il y arrive grâce à une nouvelle hypothèse : tout en admettant que les molécules neutres effectuent autour de leur position d'équilibre des oscillations dont l'énergie est donnée par la théorie des quanta, l'auteur suppose qu'au moment de l'ionisation, l'ion positif, en devenant libre, abandonne la position d'équilibre avec une vitesse moyenne qui correspond précisément à l'énergie qu'il possédait pendant son oscillation.

Il applique alors cette hypothèse au calcul du rapport $\frac{1}{T} \frac{k}{\alpha}$, qu'il donne en fonction des données de la théorie cinétique et de la théorie de Planck. Puis il compare ces résultats théoriques avec l'expérience et montre qu'ils sont sensiblement d'accord avec les observations de Lees (1), qui permettent notamment de représenter les variations du rapport $\frac{1}{T} \frac{k}{\alpha}$ avec la température T.

Marcel BOLL.

N. UMOV. — Les conditions de l'invariance de l'équation des ondes.
P. 292-293.

Dans un précédent mémoire (2), l'auteur a donné les relations générales qui doivent exister entre deux systèmes x, y, z, t , et x', y', z', t' , en mouvement l'un par rapport à l'autre, relations qui déterminent l'invariance de l'équation des ondes en passant d'un système à l'autre. Ici Umow en donne une nouvelle signification. En désignant par V la vitesse constante de propagation des ondes, il introduit à la place des variables t et t' , les nouvelles variables τ et τ'' liées aux premières

(1) Ch.-H. LEES, *Phil. Trans.*, 208, 384 ; 1908.

(2) *Phys. Zeitsch.*, 11, 905 ; 1910.

par les relations :

$$\tau = iVt$$

et

$$Vt' = it''$$

où

$$i = \sqrt{-1}.$$

Ce changement de variables permet à l'auteur de passer des conditions qu'il a posées au groupe de transformation de Lorentz-Einstein.

Marcel BOLL.

G.-E. GIBSON. — Sur le rayonnement monochromatique de la vapeur de thallium. T. XII, p. 1146-1148; 1911.

La vapeur de thallium émet au-dessus de 1.300° une raie verte. M. Gibson s'est proposé de rechercher si l'on avait affaire à une luminescence ou à un rayonnement purement thermique. Dans ce dernier cas, le phénomène doit obéir à la loi de Kirchoff. Si donc on chauffe la vapeur de thallium dans une enceinte, fonctionnant comme corps noir, la raie verte doit disparaître, dès que l'équilibre thermique est établi. C'est ce que, d'accord avec les résultats de E. Bauer, mais contrairement aux idées anciennes de Pringsheim et à celles de Friedenhagen, l'expérience vérifie entièrement.

EDWIN-S. BISHOP. — Mesure absolue de l'énergie minima d'ionisation d'un électron et application de la théorie de l'ionisation par choc aux mélanges gazeux. — T. XII, p. 1148-1157; 1911.

Mesure, au moyen du courant électrique entre deux plateaux métalliques, de l'ionisation produite par la lumière ultraviolette qu'émet une étincelle. Gaz purs (H^2 , CO^2 , air) et mélanges gazeux (H^2 et air, H^2 et CO^2). Tableaux de nombres et courbes vérifiant la loi de Townsend jusqu'à une pression de 40 centimètres de mercure. L'énergie minima d'ionisation est constante pour un gaz donné et ne dépend ni de la pression, ni du champ (à partir d'une certaine valeur). Le champ minimum est proportionnel à la pression. Application de la théorie de Townsend aux mélanges gazeux.

EDGARD MEYER. — Discussion sur la structure des rayons γ
(à propos d'une remarque de M. J. Stark). — T. XIII, p. 253-254.

L'explication de M. Stark ne paraît pas avoir une base expérimentale suffisante, elle n'est pas non plus assez précise au point de vue théorique. L'auteur renvoie d'ailleurs à son mémoire, qui va paraître incessamment dans les *Annalen der Physik*.

ARTHUR-W. EWELL. — Polarisation rotatoire par torsion.
T. XIII, p. 100-104.

Une torsion provoque dans les corps transparents comme la gélatine l'apparition du pouvoir rotatoire. — Rappel des lois du phénomène énoncées précédemment par M. Ewell (1889 et sq.).

On peut assimiler un cylindre de gélatine tordu à une pile hélicoïdale de lames cristallines biréfringentes infiniment minces. La théorie développée par Mallard, étendue au cas des lames infiniment minces, doit donc s'appliquer ici. Expériences sur des cylindres à section rectangulaire comprimés entre deux plaques hélicoïdales. Vérification assez satisfaisante.

P. JOB.

A STEIN. — La relation entre la résistance électrique, la température absolue de fusion et le volume atomique des métaux. — T. XIII, p. 287-288.

La résistance électrique des métaux est, sauf quelques exceptions Fe, Ni, proportionnelle à la température absolue T , au moins aux températures qui ne sont pas extrêmement basses. D'autre part, la chaleur que contient un métal peut être considérée comme de l'énergie cinétique, et elle est proportionnelle à mn^2a^2 , m désignant la masse, n la fréquence propre et a l'amplitude de la vibration de l'atome. Lors des variations de T , m reste constant et on sait que la fréquence est aussi invariable, donc la température absolue et aussi la résistance électrique sont fonctions de l'amplitude seule et sont proportionnelles au carré de cette amplitude. La grandeur relative de l'amplitude pour les divers métaux est déterminée en admettant que, lors de la fusion, l'amplitude est proportionnelle

à la distance des atomes ou à la racine cubique $v^{\frac{1}{3}}$ du volume atomique v . Donc, à une température T quelconque, le carré de l'amplitude est proportionnel à $\frac{v^{\frac{2}{3}}T}{T_s}$, T_s étant la température absolue de fusion.

Si la résistance des métaux ne dépendait que du carré de l'amplitude, les résistances des atomes des divers métaux devraient être proportionnelles à $\frac{v^{\frac{2}{3}}T}{T_s}$, ou bien le quotient de la résistance d'un atome par l'amplitude devrait être le même pour tous les métaux. Appelant σ la résistance d'un cube de 1 centimètre de côté, la résistance de l'atome sera $\frac{\sigma}{v^{\frac{1}{3}}}$; alors le quotient de $\frac{\sigma}{v^{\frac{1}{3}}}$ par $\frac{v^{\frac{2}{3}}T}{T_s}$ ou $\frac{\sigma}{T} \cdot \frac{T_s}{v}$ devrait être constant pour les divers métaux.

A ce point de vue, l'auteur établit trois groupes de métaux : pour le premier groupe (Cu, Au, Al, Mg, Cd, Sn), ce rapport est à peu près 1,1; pour le deuxième groupe (Pb, Tl), il est 2,2; pour le troisième (Pd, Pt), il est 7 et 6,7. Ag (0,67) et Zn (1,6) sont à part.

On voit que pour le second groupe le rapport est 2 fois plus grand et que pour le troisième groupe il est 6 fois plus grand que pour le premier. De là on déduit la relation :

$$\sigma = nC \frac{vT}{T_s},$$

où C est une constante commune aux divers métaux et n un nombre entier.

A. CORVISY.

F. HASENHÖRL (Vienne). — Sur les fondements de la théorie mécanique de la chaleur. — T. XII, p. 931-935; 1911.

L'auteur généralise l'hypothèse des quanta en considérant la période des résonnateurs de Planck comme une fonction $\tau = f(E$ de l'énergie. Cette période peut alors prendre toutes les valeurs $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \dots$ qui correspondent aux valeurs discontinues de l'énergie : E_1, E_2, E_3, \dots (elles-mêmes déterminées par la condition de correspondre à des volumes élémentaires égaux dans le domaine des phases). On

peut alors disposer de la fonction f de manière à retrouver dans la série des périodes $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \dots$ une série déterminée de raies spectrales, par exemple la série de Balmer, plus particulièrement étudiée par l'auteur.

L. LINDEMAN. — Relation entre la température et le coefficient de dilatation. T. XII, p. 1197-1199; 1911.

Travail expérimental destiné à vérifier la loi de Gruneisen déduite du théorème de Nernst) d'après laquelle le quotient du coefficient de dilatation par la chaleur spécifique serait, pour les corps simples, et dans certaines conditions, indépendant de la température.

M. PLANCK. — Nouvelles théories thermodynamiques (théorème de Nernst et théorie des quanta). — T. XIII, p. 165-175.

Après avoir énoncé et expliqué les deux principes fondamentaux de la Thermodynamique (principe de l'énergie et principe de l'entropie, M. Planck observe qu'ils ne déterminent l'énergie ou l'entropie qu'à une constante additive près que la thermodynamique classique laisse entièrement arbitraire.

Lorsque la pression extérieure est négligeable, *le principe de relativité* attribue à la constante additive de l'énergie d'un corps en repos une valeur énorme, pratiquement inutilisable jusqu'ici.

Le *théorème de Nernst* détermine très simplement la constante additive de l'entropie. Il exige que l'entropie d'un corps simple condensé c'est-à-dire solide ou liquide) s'annule à la température du zéro absolu, d'où l'on déduit aisément que la chaleur spécifique et le coefficient de dilatation sous pression constante doivent aussi s'annuler dans les mêmes conditions. En ce qui concerne les chaleurs spécifiques, la vérification expérimentale a été faite par Nernst lui-même, et l'on a des raisons de croire qu'il en va de même pour les coefficients de dilatation.

M. Planck montre ensuite comment le théorème de Nernst peut permettre de calculer : 1° la température de deux phases coexistantes en équilibre sous une pression donnée ; 2° la constante entropique d'un gaz simple parfait ; 3° la constante de la loi d'action de masses.

Il recherche enfin la signification atomistique du théorème de Nernst et la trouve dans le fait que le domaine élémentaire de la probabilité ne peut pas être choisi aussi petit qu'on le veut. Le théorème de Nernst lui attribue une valeur finie, bien déterminée et directement assignable dans un grand nombre de cas. On est ainsi conduit à la *théorie des quanta*, dont l'auteur développe les diverses applications en insistant sur son caractère de généralité.

L. DECOMBRE.

E. WAGNER. — Sur les variations de l'effet Doppler des rayons-canal de l'hydrogène le long de leur trajectoire. — P. 257-259.

L'auteur a employé un tube à vide muni de fenêtres planes latérales, contre chacune desquelles on plaçait successivement le collimateur d'un spectrographe à trois prismes ; les mesures ont porté sur la raie H_{γ} qui est faible, mais qui donne une grande dispersion.

En observant dans une direction parallèle à la cathode percée, M. Wagner a d'abord constaté un accroissement de l'effet Doppler avec le chemin parcouru ; il a attribué ce résultat à l'influence de l'aluminium pulvérisé ⁽¹⁾ ; au contraire, en observant dans une direction oblique, par conséquent loin de la cathode, il a constaté un ralentissement des rayons-canal qui croît avec la pression jusqu'à 9^{mm},28 de mercure) ; à de très faibles pressions, il n'y a pas de ralentissement appréciable ⁽²⁾.

L'auteur pense qu'il y a à la fois diminution de la vitesse par les chocs avec les molécules en repos et absorption.

O. v. BAEYER, O. HAHN et L. MEITNER. — Le spectre magnétique des rayons β du thorium. — P. 264-266.

La méthode est celle que les auteurs ont employée antérieurement ⁽¹⁾. Les divers produits du dépôt actif donnent des rayons β ayant les vitesses indiquées :

⁽¹⁾ Voir STRASSER, *Ann. d. Ph.*, XXXI, p. 905 ; 1910.

⁽²⁾ Voir KOENIGSBERGER et KUTSCHEWSKI, *Ann. der Ph.*, XXXVII, p. 161 : 1912 (ce vol., p. 320).

Mésothorium 2 : rayons β rapides de vitesse supérieure à 0,7 (la vitesse de la lumière étant prise égale à l'unité); de plus, des rayons β de vitesse :

	0,66	}	faibles,
	0,60		
	0,57	}	intenses ;
	0,50		
	0,43		
	0,39		
	0,37		
Th X :	0,51		faible,
	0,47		intense ;
Th A :	0,72		faible,
	0,47		intense ;
Th (B + C + D) : vitesse >	0,72,		
	0,36		faible,
	0,29		intense.

H. THIRRING. — Sur l'influence de l'absorption intérieure d'une préparation radioactive par les rayonnements émis par celle-ci. — P. 266-268.

Le rayonnement émis par un volume $d\tau$ à travers un cône élémentaire d'ouverture $d\omega$ est de la forme :

$$\varepsilon d\tau d\omega.$$

Pour un corps non absorbant, le rayonnement total est :

$$I_0 = \int d\tau \int d\omega \varepsilon.$$

Pour une sphère homogène :

$$I_0 = \frac{16\pi^2 a^2}{3} \varepsilon.$$

Pour un corps absorbant :

$$I = \int d\tau \int d\omega e^{-\mu r} \varepsilon,$$

Le rapport du rayonnement d'une sphère absorbante à une sphère non absorbante de même rayon sera :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{3}{2} \frac{1}{a^3} \int_0^a r^2 dr \int_0^\pi \sin \theta d\theta e^{-\mu \sqrt{a^2 + r^2 - 2ar \cos \alpha}},$$

avec

$$\alpha = \pi - \theta - \arcsin \frac{r \sin \theta}{a}.$$

Cette intégrale n'est calculable que par des procédés mécaniques ; M. Thirring donne quelques valeurs numériques.

E. OETTINGER. — Sur les forces électromotrices de filtration dans les tubes capillaires de verre. — P. 270-276.

L'appareil est celui que l'auteur a déjà employé dans ses recherches antérieures en collaboration avec M. Cameron⁽¹⁾ ; le tube capillaire horizontal communique avec un récipient contenant le liquide expérimenté sur la surface duquel on exerce une pression constante ; les électrodes de prise de potentiel sont en platine, l'instrument de mesure est un électromètre à quadrants ; dans ce dispositif, les forces électromotrices de polarisation et de dissymétrie sont forcément assez importantes.

L'auteur a comparé des solutions de sucre à l'eau distillée pure ; pour éliminer l'influence de l'acide carbonique dissous dans celle-ci, il a employé, pour comprimer le liquide, de l'air qu'il avait fait passer sur de la chaux vive ; on ne trouve pas que le produit de la viscosité par la force électromotrice par unité de pression soit constant ; en tenant compte de la variation de conductibilité avec la teneur en sucre, l'auteur a trouvé que le moment de la couche double est à peu à près constant (les erreurs expérimentales peuvent atteindre 100/0) ; ces solutions sont d'ailleurs mal définies puisqu'elles ne contiennent aucun électrolyte à un titre connu.

En second lieu, l'auteur reprend les recherches qu'il avait entreprises avec M. Cameron pour vérifier la théorie de Haber et Klemenziwicz⁽²⁾, d'après laquelle le verre se comporterait comme une électrode d'hydrogène à pression constante ; on devrait déduire la différence de potentiel Φ (acide) — Φ (base) de la somme Φ (acide) + Φ (verre) + [Φ (verre) — Φ (base)] ; l'accord est peu satisfaisant.

(1) *Phil. Mag.*, 6^e série, XVIII, p. 586 ; 1909.

(2) *Z. f. ph. Ch.*, LXVII, p. 385 ; 1909.

H. WITTE. — Réponse à M. V. Bjerknæs. — P. 293-294.

Suite d'une polémique déjà longue (1).

L'auteur considère la force f comme purement étheromotrice et non pondéromotrice; la vitesse v ne correspondrait pas à un état stationnaire.

P. DEBYE. — Note additionnelle à la théorie cinétique des isolants (2). — P. 295.

L'auteur reconnaît à M. Reinganum la priorité de l'idée des systèmes bipolaires électriques; elle se trouve dans un travail « sur les forces et les charges électriques moléculaires » (*Ann. d. Ph.*, X, p. 334; 1903; — *J. de Phys.*, 4^e série, t. II, p. 458; 1903).

A. GRUNBACH.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. LXXVII; 1911.

VON HALBAN. — La cinétique des sels ammoniacaux. — P. 719-734.

Il s'agit surtout d'une critique des travaux de Wedekind et Paschke sur le même sujet :

1° Au point de vue de la vitesse de destruction des sels ammoniacaux, les dissolvants ne sont pas séparés en deux groupes par leur force dissociatrice, mais suivant qu'ils contiennent ou non des ions OH;

2° De même ce fait que l'addition d'un nitrate inactif ralentit la vitesse de diminution de la rotation donnée par un iodure actif n'est pas dû à une diminution de la vitesse de destruction de l'iodure;

3° La valeur anormale 1,02 du coefficient de température dans la formation des sels ammoniacaux est inexacte, sa valeur est 1,7.

JLTTNER. — Les intégrales générales de la cinétique chimique. — P. 735-743.

Supposons qu'en système homogène ait lieu la réaction suivante :



V. BJERKNÆS, ce vol., p. 245.

- Voir ce vol., p. 255.

Soient n_1x_1, n_2x_2, \dots , les concentrations au début ; au temps t , elles sont devenues :

$$n_1(x_1 - x) = c_1, \quad n'_1(x'_1 + x) = c'_1;$$

x est relié au temps par l'équation connue :

$$\frac{dx}{dt} = h(x_1 - x)^{n_1}(x_2 - x)^{n_2} \dots - h'(x'_1 + x)^{n'_1}(x'_2 + x)^{n'_2} \dots$$

Cette équation n'a été intégrée jusqu'ici que dans des cas particuliers étudiés expérimentalement.

On peut l'écrire :

$$\frac{dx}{dt} = G(x) \quad \text{ou} \quad \frac{dx}{G(x)} = dt,$$

d'où

$$t = \int \frac{dx}{G(x)} + C^te.$$

$G(x) = 0$ donne les différentes valeurs de x qui correspondent à l'équilibre. On est ramené à l'intégration d'une fonction rationnelle. L'auteur suppose faite la décomposition de $G(x)$:

$$G(x) = m(x-a)(x-b)^p[x-(r'+ir')] [x-(r'-ir')] [x-(s'+is')] [s'x-(s'-is')]^r,$$

en mettant en évidence les racines réelles ou imaginaires et leur ordre. $\frac{dx}{G(x)}$ se décompose alors en fractions rationnelles intégrables séparément et, finalement, t est une fonction complexe de x , dans laquelle entrent trois espèces de fonctions simples de la forme :

$$\log(x-a), \quad \log[(x-r')^2 + r''^2] \quad \text{et} \quad \text{arc tang} \left(\frac{x-r'}{r''} \right).$$

Pour les réactions non réversibles les racines de $G(x)$ sont x_1, x_2, \dots et l'intégrale générale ne comprend que des termes de la forme $\log(x-a)$.

D'autre part, des considérations algébriques montrent que l'équation $G(x)$ n'admet qu'une racine réelle entre 0 et x_1 , la plus petite des concentrations initiales ; l'équilibre existe donc toujours, et il est unique. Des exemples choisis parmi les réactions du deuxième et du troisième ordre justifient ces conclusions. Enfin, il résulte aussi de

la forme de l'intégrale que l'équilibre est atteint au bout d'un temps infiniment long, mais de façon apériodique.

VAN GINNEKEN et KRUYT. — La théorie des éléments normaux. — P. 744-760.

Les auteurs cherchent par voie thermodynamique les conditions que doit remplir un élément normal. La plus essentielle est que sa chaîne électromotrice soit formée de deux parties dont chacune soit un système invariant des mêmes composants.

T. LXXVIII; 1911.

ATEN. — La conductibilité spécifique du nitrate de potassium fondu.
P. 1-23.

Ces mesures ont déjà été faites plusieurs fois et les résultats obtenus sont peu concordants. Les différences peuvent s'expliquer par l'action simultanée de plusieurs causes dont la plus importante semble être le dégagement d'oxygène par le nitrate chauffé.

LEWIS. — Contribution à l'étude de l'état liquide. — P. 24-38.

Cette première partie, toute théorique, se rapporte à la recherche d'une expression pour la chaleur latente de vaporisation. Cette chaleur est donnée pour 1 gramme par la relation :

$$L = - \frac{T\alpha_1}{\rho\beta},$$

où T désigne la température absolue, ρ la densité, α_1 le coefficient de dilatation, β le coefficient de compressibilité du liquide. Cette relation est valable seulement pour les liquides normaux, non associés.

BECKER. — La condensation des vapeurs. — P. 39-70.

A ce point de vue, il y a lieu de distinguer les corps qui se surfontent facilement et beaucoup de ceux qui ne subissent qu'une surfusion légère ou nulle. Quand on observe la condensation de leurs vapeurs, on constate que, pour les premiers, il se forme d'abord des

gouttelettes liquides, tandis que les autres donnent immédiatement des cristaux.

L'auteur détermine ensuite la dépression minima nécessaire à chaque température pour que le brouillard se forme encore. Pour les corps du premier groupe, ces dépressions minima diminuent quand la température s'élève; pour les autres, elles augmentent.

De la valeur de ces dépressions adiabatiques, il est possible de déduire chaque fois le refroidissement de la vapeur et de calculer la pression et la température au moment précis où le brouillard se forme. En portant ces valeurs dans le diagramme pT , on obtient une courbe qui représente les états jusqu'auxquels la vapeur peut exister, au delà de la courbe de sublimation. Par exemple, pour la vapeur d'eau, la condensation en gouttelettes se produit encore à -4° pour des dépressions allant jusqu'à 400 millimètres.

Ces centres cristallisés se développent comme pour les liquides surfondus, avec une vitesse d'autant plus grande que la densité de la vapeur est plus grande.

La vapeur d'iode présente une anomalie; pour de fortes dilata-tions, elle se condense en cristaux visibles; mais, pour de faibles dépressions, il y a formation d'une autre espèce de cristaux, trop petits pour être visibles.

WUITE. — Les diamètres de la courbe pT . — P. 71-85.

Il s'agit de la représentation dans l'espace du cas où les composants forment une combinaison solide dont la fluidité est intermédiaire entre les leurs, en faisant en outre cette hypothèse qu'il n'existe aucun mélange homogène solide et que les deux liquides sont parfaitement miscibles; les diamètres de la courbe pT ont été construits.

SPERANSKI. — La tension de vapeur et la chaleur intégrale de dissolution des solutions saturées. — P. 86-109.

Les expériences ont porté sur les dissolutions saturées d'acétanilide dans CHCl_3 , de métadinitrobenzol dans C_6H_6 et CHCl_3 et de BaCl_2 , NO_3K , ClO_3K , $\text{Cr}_2\text{O}_7\text{K}_2$, $\text{S}_2\text{O}_3\text{Na}_2$, CO_3Na_2 , CuCl_2 , $\text{C}_2\text{O}_4\text{H}_2$ dans l'eau. On a déterminé la différence des tensions de vapeur du dissolvant pur et de la solution saturée, d'où la tension de vapeur de

cette solution entre 20° et 60°. Les principaux résultats sont les suivants :

1° La tension de vapeur augmente avec la température, sauf pour $\text{S}^2\text{O}^3\text{Na}^2$, mais le rapport $\frac{p}{P}$ des deux tensions diminue quand la température s'élève, comme l'indique la thermodynamique. La relation se représente bien par la formule de Bertrand :

$$p = K \left(\frac{T - \lambda}{T} \right)^n,$$

K , λ et n étant des constantes.

2° En se basant sur l'analogie de la vaporisation et de la dissolution, on cherche à représenter la solubilité C par une formule de la même forme :

$$C = G \left(\frac{T - l}{T} \right)^n.$$

C se rapporte à la solution saturée, G et n sont des constantes et l la chaleur intégrale de dissolution. Cette formule est valable pour tous les cas étudiés.

3° Les formules

$$\log p = a \log C + b$$

déduite de la comparaison et

$$\log \frac{p}{P} = a + \frac{b}{T}$$

se vérifient bien.

4° En comparant cette formule avec :

$$\frac{d \log \frac{P}{p}}{dT} = \frac{l}{RT^2},$$

où l se rapporte à la saturation d'une molécule du dissolvant, on en déduit que la chaleur intégrale l doit être à peu près constante.

5° Enfin la formule pratique, résultant des précédentes, est :

$$\log \frac{p}{P} = \frac{2l}{T} + C^{te}.$$

WOITASCHEWSKY. — Relation entre la chaleur intégrale de dissolution et la température. — P. 110-122.

La formule de Kirchhoff :

$$l = RT^2 \frac{d}{dT} \log \frac{P}{p},$$

donnerait ce résultat si $\frac{P}{p}$ était connu en fonction de T. Toutes les formules empiriques exprimant cette relation pour les liquides purs sont aussi valables pour les solutions saturées; elles conduisent, moyennant cette hypothèse, à ce résultat que l doit diminuer quand la température s'élève; la conclusion de Speranski paraît peu vraisemblable.

LIVINGSTON et MORGAN. — Un bain simple à température constante à utiliser soit au-dessus, soit au-dessous de la température ordinaire. — P. 123-128.

Il maintient constante, à quelques centièmes de degré près, toute température comprise entre 0° et 90°. On régularise la température en envoyant dans le bain de l'eau soit plus chaude, soit plus froide, suivant le cas, que l'air extérieur ou qu'une enveloppe de glace ou d'eau qui entoure la partie inférieure.

I. LIVINGSTON et MORGAN. — Le poids des gouttes à leur chute et les lois de Tate. — P. 129-147.

II. LIVINGSTON, MORGAN et THOMSEN. — Id. — P. 148-168.

III. LIVINGSTON, MORGAN et DAGHLIAN. — Id. — P. 169-184.

IV. LIVINGSTON, MORGAN et SCHWARTZ. — Id. — P. 185-207.

I. Ce quatrième travail sur le même sujet se rapporte à l'étalonnage d'une embouchure et au calcul de la tension superficielle et du poids moléculaire d'un liquide.

L'étalonnage de l'embouchure consiste à déterminer le coefficient β de température moléculaire normal de tous les liquides non asso-

ciés qui tombent de cette embouchure; on applique pour cela la formule :

$$w \left(\frac{M}{d} \right)^{\frac{2}{3}} = \beta (t_c - t - 6),$$

W étant le poids des gouttes de densité d et de poids moléculaire M , t_c la température critique du liquide.

La tension superficielle peut alors être calculée à partir du poids des gouttes pour tout liquide non associé. Il suffit de multiplier ce poids en milligrammes par le rapport $\frac{\beta}{K}$ où K est une constante déjà définie par les auteurs à propos des lois de Tate; on obtient la tension superficielle en dynes. β et K ont été obtenus avec la benzine, qui est un liquide non associé.

D'après cela, on dira inversement qu'un liquide est normal si t_c , calculé d'après la formule précédente, est identique au résultat de l'expérience; c'est le cas de l'aniline, la pyridine, la quinoléine.

II. La formule qui précède a été appliquée aux résultats obtenus pour le poids des gouttes de quinze liquides organiques, c'est-à-dire que β ayant été déterminé avec la benzine, les expériences effectuées sur ces liquides donnent pour M et t_c des valeurs constantes pour chaque corps.

Les valeurs obtenues pour M concordent avec les valeurs normales, on a donc affaire à des liquides non associés dans les conditions ordinaires; mais les valeurs de t_c ne sont voisines de la température critique observée que pour l'éther et le chloroforme; il en résulte que, pour les autres, le degré d'association doit se modifier quand on approche de t_c .

Enfin, pour un mélange à poids égaux de C^6H^6 et de CCl^4 , t_c calcule a comme valeur la moyenne des valeurs qu'il prend pour les deux composants.

III. Il s'agit cette fois d'une vingtaine d'autres liquides organiques étudiés par le même procédé; pour tous la formule donne les poids moléculaires normaux, c'est-à-dire que ce sont des liquides non associés; mais de plus, pour onze d'entre eux, les valeurs calculées pour t_c concordent avec les résultats expérimentaux. La mesure des ascensions capillaires donne d'ailleurs, pour ces mêmes liquides des valeurs de t_c très voisines des précédentes.

IV. Il s'agit des principaux résultats donnés par les premiers termes

de la série des alcools et de celle des acides. Ces liquides se montrent non associés dans les conditions ordinaires, mais, pour l'acétate de méthyle seul, t_c calculé concorde avec la température critique; pour les autres, il est en général plus grand. Pour quelques-uns, t_c varie avec la température.

Les tensions superficielles calculées comme il a été dit concordent bien avec les résultats de l'expérience.

WIGAND. — La réaction lumineuse réversible du soufre. — P. 208.

SCHAPOSCHNIKOFF. — Contribution à l'étude des colorations substantives. P. 209-227.

Le phénomène de la coloration substantive est le plus simple, et les travaux de l'auteur ont pour but d'étudier ce qui se passe réellement dans les cuves colorantes industrielles. Les résultats de ce premier travail sont les suivants :

1° Il a porté sur le coton naturel ou mercerisé et la cellulose; la coloration se fait de façon identique, surtout pour les deux derniers;

2° Le rapport des colorations effectives prises par le coton mercerisé et le coton naturel est indépendant du colorant, sa valeur est d'environ 1,1.

On a ainsi un critérium du degré de mercerisation.

3° Le rapport des colorations effectives du coton par deux colorants substantifs est voisin du rapport de leur poids moléculaire.

HABER et ZAWADZKI. — La polarisabilité des électrolytes solides. P. 228-243.

Les sels d'argent solides prennent, avec une anode d'argent, une polarisation qui augmente quand la température s'abaisse, et pour le sulfate, à la température de la neige carbonique, la polarisation est si grande que l'anode d'argent se comporte comme une anode de platine ou de graphite.

L'ACTION INTERCATHODIQUE DANS LE CHAMP MAGNÉTIQUE (1);

Par M. GOUY.

1. La décharge électrique dans les gaz raréfiés, sous l'action du champ magnétique, présente des particularités remarquables quand l'ampoule contient deux cathodes; c'est leur étude qui va nous occuper ici. Le courant est continu et fourni par une batterie d'accumulateurs ou par une machine électrostatique, et le champ magnétique sensiblement uniforme (2), bien que cette condition ne soit pas indispensable, mais seulement commode pour les expériences. Nous dirons que les cathodes sont en position *privilegiée*, quand elles sont rencontrées par les mêmes lignes de force magnétique, condition qui peut être remplie plus ou moins complètement.

Nous supposons d'abord que les cathodes sont reliées métalliquement, et par suite au même potentiel (en l'absence d'oscillations). L'anode peut être quelconque; mais, pour éviter des complications qu'on verra plus loin, il faut qu'elle couvre la paroi de verre de l'ampoule, ou du moins toutes les parties qui peuvent être atteintes par le flux électrique.

2. Les principales dispositions sont représentées *fig. 1*.

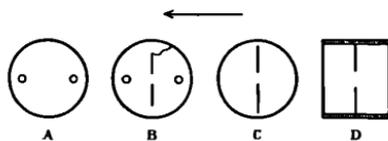


FIG. 1.

A. L'anode est un cylindre de métal fermé par une glace, ou bien une feuille de métal qui tapisse une cloche de verre.

Les génératrices du cylindre sont perpendiculaires au champ magnétique.

Les cathodes sont des boules portées par des fils isolés, ou de

Communication faite à la Société française de Physique: séance du 19 avril 1912. *Comptes Rendus*, 22 février 1909, 20 juin et 5 décembre 1910, 10 avril 1911.

- L'électro-aimant, construit pour étudier la décharge dans les gaz raréfiés, a les noyaux de 12 centimètres de diamètre percés de trous de 6 centimètres de diamètre, remplis d'ordinaire par des cylindres de fer. Le champ peut avoir jusqu'à 24 centimètres de longueur, et l'appareil peut recevoir 70.000 ampères-tours.

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Juin 1912.)

petites plaques parallèles, ou encore des fils parallèles libres sur une certaine longueur.

B. Même disposition, mais un écran métallique, percé d'une ouverture et relié à l'anode, est placé entre les cathodes.

C. Le cylindre est cathode ; l'anode occupe un plan diamétral, elle est formée d'une feuille de métal percée d'une ouverture.

D. L'ampoule est un cylindre de verre dont les bases sont des plaques métalliques formant les cathodes ; elles sont normales au champ magnétique. L'anode est une feuille de métal percée d'une ouverture ; elle est parallèle aux cathodes et équidistante.

3. Les principales expériences ont été faites avec les ampoules du type A. Quand les cathodes ne sont pas en position privilégiée, on voit les deux faisceaux magnéto-cathodiques distincts dessiner les tubes de force circonscrits aux deux cathodes.

En tournant l'ampoule, ces faisceaux se rapprochent et se superposent. Alors, quand le vide est suffisant, *la partie commune aux deux faisceaux prend un vif éclat*, bien supérieur au double de l'éclat antérieur, et tel que toute autre lumière disparaît dans l'ampoule (*fig. 2*) (1).

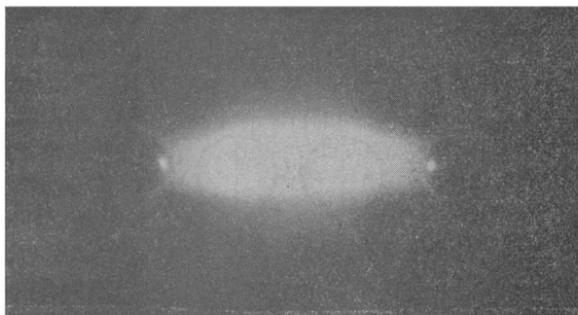


FIG. 2.

La lumière vive est limitée à l'espace commun aux deux tubes de force (2), avec une pénombre d'autant plus réduite que le champ est plus intense.

(1) Vraie grandeur ; pression $2^{\mu},5$, champ 1.000 gauss, courant 200 microampères, boules de 8 millimètres en aluminium.

(2) On peut, par exemple, le montrer par cette expérience : les cathodes sont deux fils rectilignes, non dans un même plan, de telle sorte que les deux faisceaux magnéto-cathodiques forment deux nappes planes dessinant un angle dièdre. L'arête de l'angle dièdre est marquée par un vif éclat, d'autant mieux limité que le champ est plus intense.

En même temps qu'apparaît cette vive lumière, le voltage de l'ampoule subit une baisse très importante ; ces deux effets caractéristiques forment ce que nous appelons l'*action intercathodique*.

4. La partie brillante du faisceau intercathodique ne va pas jusqu'aux cathodes ; elle s'arrête assez brusquement à une distance δ , et il ne reste qu'une faible lumière, de nuance différente. Cet espace quasi-obscur rappelle celui qui entoure la cathode en l'absence du champ magnétique, mais il est beaucoup plus petit, à vide égal, et diminue rapidement à mesure que la densité du courant augmente. Exemple ¹⁾ :

microampères	pression (Hg)	200*	1 000*	4 300*
24	12 ^a	12 ^{mm}	10 ^{mm} ,3	10 ^{mm}
51	12	9 ,5	8 ,5	9
180	22	7	5 ,5	5 ,5
750	40	3 ,7	2 ,5	2 ,5
4 300	15	3 ,5	0 ,8	0 ,6

L'espace obscur augmente un peu avec le degré de vide, et dépend très peu du champ, dès que celui-ci est intense⁽²⁾.

5. Si l'on diminue la distance l qui sépare les cathodes, δ diminue fort peu, en sorte que la longueur $l - 2\delta$ de la partie brillante du faisceau décroît ; mais, bien avant qu'elle s'annule, il survient un changement brusque. Pour une certaine distance *critique*, la lumière intercathodique prend la forme d'un disque ou d'une couronne, dont la périphérie est souvent plus brillante que le centre, qui peut même être obscur. Le diamètre extérieur décroît quand le champ augmente, et finit par ne dépasser que de 2 millimètres environ la dimension du tube de force circonscrit aux cathodes. Les choses se passent encore ainsi quand les cathodes sont en contact. Si les cathodes sont filiformes, le disque ou la couronne est ovale, mais les phénomènes sont essentiellement les mêmes⁽³⁾. Voici quelques valeurs

Boules d'aluminium de 8 millimètres distantes de 47 millimètres.

L'espace obscur est très peu conducteur, la partie brillante l'est beaucoup. Deux sondes de 0^{mm},14 sur 1^{mm},5, distantes de 2 millimètres donnent, pour 1 volt, 0,05 microampère dans l'espace obscur, et 4 microampères dans la partie brillante pression 20^a, courant dans l'ampoule 400 microampères, champ 1.700 gauss, cathodes boule de laiton de 6 millimètres distantes de 50 millimètres.

³⁾ Quand il existe des oscillations bien sensibles au téléphone, elles rendent incertaine la détermination de la distance critique. L'établissement du régime de la couronne ou du disque les fait immédiatement disparaître. Ces oscillations font aussi diminuer ou disparaître l'espace obscur dont il vient d'être question, ce qui s'explique aisément (n° 7) ; d'une manière générale, elles sont une cause d'erreur dont il faut tenir grand compte.

de la distance critique (1) :

champ.	microampères :	24	200	1 100
200 ^s		»	17 ^{mm}	12 ^{mm}
1 000		16 ^{mm}	11 ,5	9
4 400		11 ,5	10	8 ,5

Autre exemple (2).

champ.	microampères :	18	200	1 200
150 ^s		41 ^{mm}	22 ^{mm}	12 ^{mm} ,5
650		37 ,5	20	10
3 300		24	13	7

La distance critique diminue avec les dimensions des cathodes, et devient très petite quand elles se réduisent à un point. Cette distance varie en sens inverse du champ magnétique et de l'intensité du courant.

6. *L'action intercathodique est un phénomène des vides extrêmes.* — En faisant le vide, on voit se former et s'allonger de plus en plus le faisceau magnéto-cathodique, mais l'éclat caractéristique ne commence à se montrer que bien plus tard, vers 100 μ , et atteint presque son plein développement vers 10 μ , pour croître peut-être encore un peu jusqu'à la limite des expériences (0,1 à la jauge pour de faibles courants). Il en est ainsi avec divers gaz (air, oxygène, hydrogène, gaz issus des cathodes); la lumière montre surtout le spectre du mercure provenant de la pompe Gaede.

Les autres appareils, B, C, D, produisent des effets analogues, et donnent lieu aux remarques suivantes. L'écran entre les deux cathodes B exalte sensiblement l'action intercathodique. En C et D, la lumière intercathodique remplit le tube de force passant par l'ouverture; les seules portions agissantes des cathodes sont celles qui sont rencontrées par ce tube de force.

7. *Cathodes secondaires.* — Supposons que les deux cathodes soient, à des potentiels différents, inférieurs à celui de l'anode de V_1 et V_2 ; supposons $V_1 > V_2$. La cathode 1 sera dite *principale*. L'action intercathodique n'existe pas pour de petites valeurs de V_2 ; elle se montre un peu vers 40 volts environ, et croît jusque vers 200 volts, où les apparences sont presque les mêmes que si les deux cathodes étaient au même potentiel. Tant que V_2 est petit, l'intervalle obscur δ

(1) Boules d'aluminium de 8 millimètres, pression 7^u.

(2) Boules de cuivre de 15 millimètres, pression 10^u.

est bien plus petit de ce côté-là que du côté de la cathode principale, et même presque nul.

Nous avons montré ailleurs ⁽¹⁾ que les rayons magnéto-cathodiques transportent des charges négatives. Il en résulte que si le conducteur 2 est isolé, il s'électrise négativement (cathode secondaire), et V_2 atteint aisément quelques dizaines de volts. L'action intercathodique se produit donc plus ou moins complètement.

Il en est de même quand les rayons magnéto-cathodiques tombent sur un corps isolant, tel que la paroi de verre de l'ampoule. Il s'accumule en ce point une charge négative, qui donne naissance à l'action intercathodique. On peut le montrer, par exemple, en faisant usage d'une ampoule à une seule cathode, dont la paroi est recouverte incomplètement par l'anode. En faisant tourner l'ampoule dans le champ, on fait tomber le faisceau magnéto-cathodique, tantôt sur l'anode, tantôt sur la paroi de verre; dans le premier cas, la lumière est faible, et, dans le second, on a l'éclat caractéristique de l'action intercathodique ⁽²⁾.

8. Au voisinage de la position privilégiée, les faisceaux magnéto-cathodiques issus de deux cathodes sont distincts, mais ils restent réunis par une sorte de pont, bien plus brillant qu'eux-mêmes, et qui est une forme de l'action intercathodique *fig. 3* ⁽³⁾.

C'est un anneau assez mince, dont le centre obscur occupe le milieu de la ligne qui joint les deux cathodes, supposées pareilles, et dont le plan est presque normal à cette ligne. Il s'affaiblit en s'agrandissant quand les deux faisceaux s'éloignent l'un de l'autre, et finit par disparaître.

L'expérience suivante est faite aussi en dehors de la position privilégiée. Une des cathodes est un cylindre creux, dont l'axe passe par l'autre cathode, qui est une boule plus petite. Le faisceau magnéto-cathodique émis par la boule traverse le cylindre sans le toucher, et l'action intercathodique se produit comme d'ordinaire, la partie brillante s'arrêtant à peu près à l'entrée du cylindre.

¹ *Sur la structure et les propriétés des rayons magnéto cathodiques dans un champ uniforme le Radium*, avril 1914.

- Pour une raison évidente, l'expérience ne réussit pas quand l'ampoule est tallée, même légèrement, par projection cathodique, et elle réussit moins bien quand l'appareil vient d'être monté, la paroi de verre n'étant pas encore parfaitement desséchée.

Vraie grandeur; boules de 8 millimètres, pression 5μ , champ 1.000 gauss, courant 300 microampères. La flèche indique la direction du champ. Les faisceaux magnéto-cathodiques sont à peu près invisibles.

9. Aux vides de l'ordre du micron, l'action intercathodique fait baisser dans une très forte proportion le potentiel explosif. Si l'on fait usage, par exemple, d'une batterie donnant 1.000 volts, la dé-



FIG. 3.

charge ne passe pas dans un champ nul, ni dans un champ quelconque si les cathodes sont loin de la position privilégiée. En tournant l'ampoule, le courant s'établit brusquement lorsqu'on approche

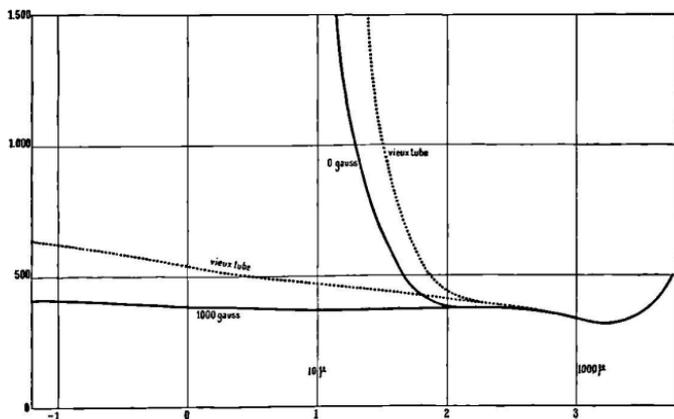


FIG. 4.

de cette position, et cesse de même quand on la dépasse sensiblement. On peut constater le fait, soit par la lueur de la décharge, soit par le galvanomètre ou l'électromètre.

Dans l'étude de ces phénomènes, je me suis borné à mesurer le voltage de l'ampoule pendant le passage du courant continu ⁽¹⁾, voltage sujet à moins d'irrégularités que le potentiel explosif proprement dit. A la vérité, si l'ampoule contient des ions provenant d'une décharge récente, ces deux quantités sont en général peu différentes, mais il n'en est pas toujours ainsi.

10. Examinons d'abord les mesures de voltage représentées *fig. 4*.

Les abscisses donnent les logarithmes décimaux de la pression, mesurés en microns; les ordonnées, les potentiels en volts ². Les courbes en traits pleins indiquent les mesures faites quelques heures après le montage de l'appareil et le début du vide, avec un champ nul et un champ de 1.000 gauss. On voit qu'en partant de 6.000 μ environ, le champ ne produit que des effets minimes tant qu'on n'est pas arrivé à 100 μ ; à ce moment les deux courbes se séparent; celle du champ nul monte avec une grande rapidité et atteint bientôt plusieurs milliers de volts; celle de 1.000 gauss forme un palier presque parfait et se termine à 410 volts pour 0,1 ⁽³⁾. C'est au-dessous de 10 μ que l'action intercathodique est surtout efficace.

Les courbes ponctuées ont été obtenues comme les précédentes, mais après que le vide eût été maintenu huit jours. Le voltage y est supérieur pour les vides élevés ⁽⁴⁾, mais les relations entre les deux courbes sont sensiblement les mêmes.

11. Ces expériences peuvent servir de type pour toutes les autres, qui n'en diffèrent que par quelques particularités. J'ai employé d'assez

¹ Quelquefois, avec de très faibles courants et des vides très élevés, on a des décharges discontinues, à intervalles d'une seconde ou davantage. Ces cas sont exclus des mesures; on ramène souvent le régime continu en faisant passer pendant un instant un courant plus fort (quelques microampères).

² Boules d'aluminium de 8 millimètres, distantes de 47 millimètres, courant 0,05 microampère, air, position privilégiée.

³ Les pressions indiquées sont celles que donne la jauge; il faudrait y joindre 1^{er} environ pour la vapeur de mercure, et peut-être quelque chose pour les vapeurs hydrocarbonées provenant des joints rodes.

⁴ Ce fait, que le voltage, toutes choses égales d'ailleurs, augmente, aux vides extrêmes, avec le temps écoulé depuis le début du vide, s'est présente dans toutes mes expériences, avec ou sans champ magnétique. On doit sans doute l'attribuer à un gaz retenu par adsorption aux surfaces des cathodes, qui facilite le passage du courant en rendant plus efficace le choc des ions qui forment l'afflux positif et déterminent l'émission des électrons par les cathodes. Ces gaz disparaissant peu à peu, comme on le constate facilement, il est naturel que la décharge exige un voltage de plus en plus grand. Les expériences rapportées plus loin ont été faites d'ordinaire un ou deux jours après le début du vide.

nombreux appareils, sans cependant pouvoir faire une étude très détaillée (1).

Nature du gaz. — Un courant d'hydrogène (osmomètre Villard a été employé; d'autres fois l'ampoule contenait de l'air, ou bien les gaz issus des cathodes, qui jouent le principal rôle quand le courant est quelque peu intense. Je n'ai pas remarqué de différence bien tranchée entre ces divers cas.

12. *Voltage à champ nul.* — Aux pressions de 1μ et au-dessous, quand le vide est fait depuis un jour au moins, le courant s'arrête toujours quand on supprime le champ, avec 6.000 volts fournis par une batterie. A cette constatation, j'ai ajouté souvent la mesure effective du voltage, au moyen d'une machine électrostatique. Les nombres trouvés varient de 15.000 à 30.000 volts; l'action inter-cathodique réduit donc ici le voltage à 0,02 ou 0,04 de sa valeur.

13. *Particularités des cathodes.* — La comparaison précise des mesures faites avec des appareils différents est rendue très difficile par les variations du voltage dues à l'âge du vide. Avec des dimensions au moins égales à 5 millimètres pour les boules et à $1^{\text{mm}},5$ sur 10 millimètres pour les fils, je n'ai pas constaté de différences bien marquées; mais un appareil, muni de fils de $0^{\text{mm}},4$ sur $1^{\text{mm}},2$, a donné des voltages presque doubles des valeurs ordinaires. L'action inter-cathodique décroît donc quand les cathodes deviennent très petites.

Les appareils des types C et D, où les champs électriques et magnétiques sont presque parallèles, paraissent donner des courbes plus conformes au type schématique (palier depuis le minimum jusqu'au bout) (2), ce qui s'accorde, comme on le verra, avec les prévisions théoriques.

La comparaison est plus facile pour les diverses positions des cathodes dans un même appareil, les mouvements nécessaires se faisant sans arrêt des expériences. Si l'on rapproche les cathodes, on voit le voltage varier en sens inverse de leur distance, avec de faibles

(1) Sauf avis contraire, dans ce qui suit, la pression est au plus égale à 10^{-4} et la distance est supérieure à sa valeur critique δ (n° 5). Les nombreuses expériences nécessaires pour des recherches de ce genre sont rendues possibles en organisant des ampoules à pièces rodées interchangeables, qui permettent un montage rapide, avantage de premier ordre qui fait passer sur certains inconvénients.

(2) L'appareil type C, quand l'anode est oblique par rapport au champ 45° , donne au contraire des voltages anormalement élevés, de 650 volts en moyenne pour $3^{\mu},5$ et $0,05$ microampère.

courants (1). Exemple (2) :

	pression 2 ^h			pression 7 ^h		
	47mm	35mm	22mm	47mm	35mm	22mm
200 ^s	529 ^v	557 ^v	586 ^v	432 ^v	452 ^v	481 ^v
1 000	500	530	610	450	471	523
4 400	529	635	770	489	516	643

Voici une autre série (3) :

	84mm	6mm,5	1mm,5	0mm
630 ^s	450 ^v	830 ^v	920 ^v	1 200 ^v
3 300	509	1 560	1 760	1 970

La transformation qui se fait à la distance critique produit une petite augmentation brusque du voltage. Au contact des cathodes ou a son voisinage, on atteint toujours des valeurs assez élevées.

Avec de forts courants, le voltage diminue d'abord avec la distance, passe par un minimum, puis augmente et atteint des valeurs élevées au contact. Exemple (4 courant de 700 microampères) :

	84mm	32mm	14mm
180 ^s	1 080 ^v	645 ^v	850 ^v
300	812	550	460
530	722	530	475
750	708	530	490
1 050	710	544	500
1 850	770	560	510

La différence est encore plus marquée avec des courants de quelques milliampères, mais l'échauffement des cathodes et le dégagement gazeux rendent les expériences plus difficiles.

14. *Intensité du courant.* — Le voltage V augmente avec le courant I, et la dérivée $\frac{dV}{dI}$ a des valeurs considérables pour les faibles intensités (30 à 200 en prenant pour unité le microampère) 5). Cette

J'appelle *faibles* les courants inférieurs à 0,5 microampère : *moyens*, ceux de quelques microampères ; *forts*, ceux de 300 à 8.000 microampères. Ceci doit s'entendre pour les cathodes ayant des surfaces utiles de 1 centimètre carré environ, car c'est la *densité* du courant qui intervient. Ces courants sont réglés au moyen de rhéostats à liquides, donnant jusqu'à 100.000 megohms.

- Boules de 8 millimètres, aluminium, courant de 0,05 microampère.

Boules de cuivre de 15 millimètres, courant 0,07 microampères, pression 0^h,1.

4 Boules d'aluminium de 8 millimètres, pression 30^h hydrogène.

Voici quelques exemples : fils de 1^{mm},5, distants de 22 millimètres, pression 0,1 ; on a 50 environ entre 0,05 et 0,25 microampère. On a 100 environ avec un appareil du type D, cathodes distantes de 85 millimètres, entre 0,005 et 0,04 microampère, pression 0^h,1.

dérivée diminue très vite quand l'intensité augmente, et l'accroissement de V entre 0,01 et 1.000 microampères ne dépasse pas 300 à 400 volts dans les conditions ordinaires (1). Dans les champs très intenses, le voltage diminue quand on arrive à plusieurs milliampères, mais il est probable que l'échauffement des cathodes y joue un rôle.

D'une manière générale, le voltage augmente plus vite dans les champs très intenses. Exemple (2) :

	microampères :	0,037	0,29	7,4
500 ^s	500 ^v	505 ^v	508 ^v	508 ^v
2 000	516	535	562	562
8 700	521	586	707	707

15. *Influence du champ.* — En règle générale, et avec de faibles courants, si l'on fait croître le champ depuis la valeur zéro, le voltage diminue rapidement, passe par un minimum V_m pour un champ H_m , et se relève ensuite jusqu'à la limite des expériences. Ce relèvement est très différent, suivant les cas.

Appelons V_0 le minimum du voltage à champ nul, correspondant à des pressions de l'ordre de 1.000 μ , qui est de 320-340 volts. Lorsqu'aux vides extrêmes V_m est voisin de V_0 , le relèvement est nul ou négligeable, en sorte que depuis H_m le voltage est presque invariant, soit par rapport au champ, soit par rapport à la pression. Exemple (3) :

	pression 0 ^h ,4	pression 2 ^h
50 ^s	439 ^v	400 ^v
100	360	360
200	351	350
500	350	350
1 000	350	349
2 000	349	349
3 300	349	548

Si, au contraire, V_m est notablement supérieur à V_0 , le relèvement est plus marqué, de même que l'accroissement du voltage avec le

(1) Il est à noter que les fortes intensités n'ont pu être employées avec les vides les plus élevés.

(2) Appareil type D, distance des cathodes 30 millimètres, anode avec un trou de 10 millimètres, pression 1 μ .

(3) Appareil du type C, de 120 millimètres de diamètre, l'anode percée d'un trou de 30 millimètres, courant 0,025 microampère.

	pression 0 ^h ,1	pression 2 ^h
200g	878v	557v
1 000	630	530
4 400	772	635

Avec de faibles courants, H_m est presque toujours compris entre 100 et 300 gauss. Pour des courants moyens, H_m a une tendance à augmenter, et, pour des courants forts, cette variation est très marquée. Exemple (2) (courant 2.800 microampères) :

400g	710v
800	478
3 000	432
8 700	458

Il peut arriver que H_m ne soit pas encore atteint à la limite des expériences.

16. *En s'écartant de la position privilégiée* (3), le voltage augmente toujours aux vides extrêmes, et surtout dans les champs intenses. Exemple (1) (α désigne l'angle que fait avec le champ la ligne des centres des cathodes).

	α 8°	α 17°
200g	825v	1 620v
1 000	690	2 065
4 400	735	2 415

Dans cette catégorie rentrent les mesures faites avec le cylindre creux formant une des cathodes (n° 8). Le voltage est comparable à ceux qu'on observe, en position privilégiée, avec les cathodes en boule.

17. *Cathodes secondaires.* — Nous avons vu qu'un conducteur isolé, en recevant le faisceau magnéto-cathodique, devient une cathode secondaire, et subit l'action intercathodique. Elle produit ici sa baisse de voltage ordinaire, mais d'autant moindre que les potentiels des deux cathodes sont plus différents.

Boules de 8 millimètres, distance 35 millimètres, courant 0,05 microampère.

- Fils de 1^{mm},5 distants de 22 millimètres, pression 15^h.

Tout ce qui précède est relatif à la position privilégiée exactement réalisée, par exemple les centres des boules sur la même ligne de force magnétique.

¹ Boules de 8 millimètres distantes de 47 millimètres, courant 0,06 microampère, pression 8^h.

Il en est encore de même quand la cathode secondaire est formée sur la paroi de verre de l'ampoule. Exemple ⁽¹⁾ :

Le faisceau tombe sur l'anode.....	14 000 ^v à 16 000 ^v
— — sur le verre.....	3 000 à 3 500

On passe d'un état à l'autre en tournant un peu l'ampoule ; avec la batterie (6.000 volts), il y a ainsi extinctions et rallumages.

18. *Écran en toile métallique.* — Un tel écran, placé entre les cathodes, et relié à l'anode, empêche dans tous les cas l'action inter-cathodique, tant les effets optiques que la baisse de voltage. La toile n'a pas besoin d'être très fine ; des mailles de $\frac{1}{2}$ millimètre suffisent.

Il en est de même pour l'action exercée sur la paroi de verre. L'écran laisse cependant passer abondamment les rayons magnéto-cathodiques, et même, avec un courant constant (machine électrostatique, son interposition augmente la phosphorescence du verre, parce qu'elle augmente beaucoup le voltage de l'ampoule, ce qui fait plus que compenser la perte des rayons arrêtés par les fils.

19. Tels sont les effets de l'action intercathodique sur le voltage, aux vides extrêmes. Aux pressions plus fortes, les effets deviennent bien moindres, et les phénomènes se compliquent, même au point de vue qualitatif ; il est facile d'en voir la raison. Plusieurs causes concourent assurément à faire varier le voltage dans le champ magnétique ⁽²⁾ ; aux vides extrêmes, l'action intercathodique devient si énergique qu'elle est tout à fait prépondérante, et c'est ce qui a rendu plus facile notre travail.

Il n'en est plus de même aux pressions moins basses, et les petites variations qu'on observe alors n'ont aucun rapport avec l'objet qui nous occupe ici.

20. Nous allons examiner comment l'action intercathodique peut se rattacher aux idées admises sur la décharge dans les gaz raréfiés.

(1) La cathode est une boule de laiton de 9 millimètres ; l'ampoule, un cylindre de verre de 80 millimètres, garni aux trois quarts d'une feuille de laiton anode : pression 10^{mm}, champ 1.300 gauss, courant 250 microampères, maintenu constant par la machine électrostatique.

Ce phénomène joue un rôle essentiel dans les expériences où l'on ne prend pas la précaution de garnir la paroi de l'ampoule ; ce qu'on mesure alors, c'est l'action intercathodique, même avec une seule cathode métallique.

(2) J'ai signalé une de ces causes : la longueur du faisceau magnéto-cathodique, comparée au parcours des rayons cathodiques en l'absence du champ (*Comptes Rendus*, 5 décembre 1910).

Remarquons d'abord que, dans un champ nul, l'élévation très rapide du voltage aux vides extrêmes s'explique de la manière suivante. Le courant étant constant, il faut que chaque électron issu de la cathode soit, en moyenne, la cause indirecte de l'émission d'un autre électron qui le remplace. Cela a lieu grâce à la mise en liberté d'ions positifs par collision entre électrons et molécules ; ces ions positifs se précipitent sur la cathode et déterminent par leur choc l'émission de nouveaux électrons (1). Si le vide augmente, ces collisions ainsi que les ions positifs deviennent plus rares ; et des électrons arrivent plus fréquemment à l'anode sans rencontrer de molécules. Il faut donc, par compensation, que le choc d'un ion positif sur la cathode devienne, en moyenne, plus efficace, ce qui exige l'accroissement de sa vitesse, et par suite du potentiel.

Ces conséquences de la raréfaction extrême n'existeront plus dans le champ magnétique *si la trajectoire de l'électron est telle qu'il n'arrive pas à l'anode sans avoir subi des collisions*. Il en sera à peu près de même si cette condition est remplie pour le plus grand nombre des électrons. En effet le nombre des collisions et la production d'ions positifs étant presque indépendants de la raréfaction croissante, le voltage sera lentement croissant, ou même presque invariable(2).

21. C'est bien en effet ce qui est réalisé dans nos expériences. Supposons d'abord que les deux cathodes soient au même potentiel, et en position privilégiée ; soit L une ligne de force magnétique qui les rencontre toutes deux. Examinons quel est le mouvement d'un électron qui part sans vitesse de l'une d'elles, en s'enroulant autour de la ligne L , le champ magnétique étant supposé assez fort pour que cet enroulement soit de petit diamètre. Faisons abstraction pour un moment des composantes du champ électrique autres que celle f qui est parallèle à L . L'accélération suivant L du mouvement de l'électron est sensiblement la même que s'il suivait exactement cette ligne ; il se rapproche donc d'un mouvement accéléré du point O , où le potentiel est maximum sur L , dépasse ce point et arrive sans vitesse à l'autre cathode, puis revient à la première, et exécute ainsi des oscillations le long de L , jusqu'à ce qu'une collision vienne troubler son mouvement.

Il n'est question ici que des cathodes froides.

- Il est bien clair qu'il y aurait une limite, puisqu'en l'absence de molécules e courant ne passerait pas, mais nous en sommes encore loin.

Si sa vitesse est diminuée, il oscille encore sur L de part et d'autre du point O, mais sans revenir jusqu'aux deux cathodes; il en est de même pour les électrons qui sont mis en liberté le long de L par des collisions. Le mouvement oscillatoire continue jusqu'à ce que l'électron disparaisse de la scène, en finissant, de collision en collision, par obéir au champ électrique qui tend à l'amener à l'anode⁽¹⁾.

Revenons aux composantes autres que f qui produisent, comme on sait, une *dérive*, perpendiculaire aux deux champs, du petit cercle décrit par l'électron. De ce fait sa trajectoire hélicoïdale est infléchie et courbée, mais sans s'éloigner du faisceau dont elle fait partie. Le plus souvent, du reste, ces composantes sont faibles, les cathodes étant alignées suivant le champ magnétique.

22. Si la ligne de force L passant par une cathode ne rencontre pas l'autre, mais passe dans son voisinage, ou bien si l'une des cathodes est une cathode secondaire, ou une cathode auxiliaire de voltage réduit, le maximum O de potentiel sur la ligne L n'existe pas moins en général, mais la chute de potentiel est plus petite du côté opposé à la cathode principale. Par suite, les électrons issus de cette cathode vont jusqu'au bout de leur parcours. Seuls, ceux dont la vitesse a été réduite, ou ceux qui ont été émis par l'autre cathode, ou encore ceux qui ont été mis en liberté dans le gaz non loin du point O, oscillent comme dans le cas précédent. Le mécanisme de l'action intercathodique reste le même, mais son efficacité est diminuée.

23. Même avec des cathodes égales, au même potentiel, et en position privilégiée, il pourra arriver que les électrons émis par le bord extrême d'une des cathodes ne rencontrent pas l'autre, mais passent tout près d'elle, en raison du diamètre de l'hélice, qui est d'ordinaire voisin de 1 millimètre⁽²⁾. Ces électrons iront donc jusqu'à l'anode, et l'action intercathodique en sera diminuée, surtout avec des cathodes très petites, ce qui est conforme à l'expérience.

Un écran de toile métallique, relié à l'anode, empêchera le mouvement de va-et-vient des électrons, en capturant une partie d'entre

(1) Le chemin parcouru par l'électron, entre son départ de la cathode et son arrivée à l'anode, est ainsi d'autant plus long que le vide est plus parfait, mais on conçoit que le nombre et les conditions des collisions en soient presque indépendantes.

(2) *Le Radium*, loc. cit. — L'hélice est naturellement déformée, mais c'est une raison de plus pour que certains électrons ne touchent pas la cathode.

eux à chaque passage. Au contraire un écran relié à l'anode et percé d'une ouverture suffisante augmentera l'action, en favorisant le maximum de potentiel au point O.

Un cylindre creux employé comme cathode agira sur les électrons presque comme une cathode ordinaire, même quand le faisceau magnéto-cathodique le traversera sans y toucher. Enfin l'action sera un peu favorisée par le parallélisme des deux champs (types C et D), qui réduit le diamètre de l'hélice décrite par l'électron.

Ces conséquences sont bien d'accord avec l'expérience, mais d'autres détails sont moins aisés à expliquer; tels sont la vive lumière et l'accroissement du voltage dans les champs intenses.

24. En terminant, nous montrerons l'analogie existant entre nos expériences et d'autres, de disposition bien différente au premier abord.

a L'anode et la cathode sont deux plateaux parallèles, dont la distance est petite par rapport à leur diamètre. Leur plan est parallèle au champ magnétique (Righi). Si ce champ est assez intense, un électron parti de la cathode décrit une trajectoire ayant forme de cycloïde, qui ne l'amène pas à l'anode, mais lui fait traverser toute la largeur du champ électrique.

b L'anode et la cathode sont deux cylindres dont l'axe commun a la direction du champ magnétique, la cathode étant intérieure ¹. Un électron émis par la cathode décrit, dans un plan normal au champ magnétique, une trajectoire telle que l'on a :

$$\sin^2 \alpha = \left(r - \frac{a^2}{r} \right)^2 \cdot \frac{eH^2}{8mV},$$

a étant le rayon de la cathode, *r* la distance du point considéré au centre, *V* l'excès du potentiel de ce point sur celui de la cathode, *H* le champ magnétique et α l'angle de la trajectoire et du rayon vecteur. L'électron issu de la cathode exécute une suite indéfinie de bonds égaux, qui chaque fois l'y ramènent, et lui font toucher un cercle de rayon tel que $\sin \alpha = 1$ ⁽²⁾.

Dans les deux cas *a*) et *b*), les électrons passent par un maximum de potentiel dans leur trajectoire et arrivent à l'anode grâce à des collisions; ce sont donc des cas particuliers, et à certains égards exceptionnels, de l'action intercathodique.

ELÉNE BLOCH, *le Potentiel disruptif dans un champ magnétique* (*J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 194; 1911).

¹ Sur un cas particulier de l'action intercathodique (*Comptes rendus*, 26 décembre 1911).

LA LARGEUR DES RAIES SPECTRALES ET LA THÉORIE CINÉTIQUE DES GAZ;

Par MM. H. BUISSON et Ch. FABRY (1).

Nous nous proposons d'exposer quelques résultats nouveaux que nous avons obtenus dans l'étude des radiations émises par les gaz. Dans ces recherches, nous avons eu constamment pour guide la théorie de la largeur des raies basée sur la théorie cinétique des gaz. Nous commencerons par rappeler les principes de la théorie pour passer ensuite aux résultats obtenus.

THÉORIE DE LA LARGEUR DES RAIES.

Un gaz à faible pression peut être rendu lumineux par un courant électrique. Il émet alors une lumière qui, analysée au spectroscope, donne un spectre formé d'un nombre plus ou moins grand de lignes brillantes distinctes. En première approximation, chacune de ces lignes peut être regardée comme formée par une radiation rigoureusement monochromatique; mais, si l'on en prend une et qu'on l'étudie par des moyens de plus en plus puissants, on finit toujours par s'apercevoir qu'elle occupe, dans la série des longueurs d'onde, une largeur finie; elle est formée d'une infinité de radiations; c'est un tout petit morceau de spectre continu, qui ne peut être complètement défini que par sa courbe de répartition de l'énergie en fonction de la longueur d'onde, courbe qui pourra avoir l'aspect indiqué dans la *fig. 1*.

Que les lignes soient de largeur finie, cela n'a rien de surprenant; le contraire n'aurait même aucun sens. Une ligne de largeur nulle, correspondant à une radiation rigoureusement monochromatique, n'est qu'une conception de l'esprit, comme le point en géométrie. Une pareille radiation ne peut être engendrée que par un phénomène rigoureusement périodique et se prolongeant indéfiniment sans aucun amortissement ni perturbation.

Toutefois, la largeur totale est souvent si faible (elle peut ne pas dépasser quelques millièmes d'angström) qu'elle échappe à la plupart des spectroscopes, qui ne peuvent nous apprendre quelque

(1) Conférence faite par M. Ch. Fabry à la Société française de Physique le 10 avril 1912.

chose sur la largeur des raies que si la limite de leur pouvoir de définition est plus étroite que cette largeur. Or les spectroscopes à prismes ou à réseau définissent rarement beaucoup au-dessous de 0,1 angström; avec ces appareils, des raies dont les largeurs se chiffrent par centièmes ou millièmes d'angström ne se distinguent pas de lignes qui seraient infiniment fines. Sauf des cas exceptionnels, les méthodes interférentielles seules ont permis d'aborder le problème.

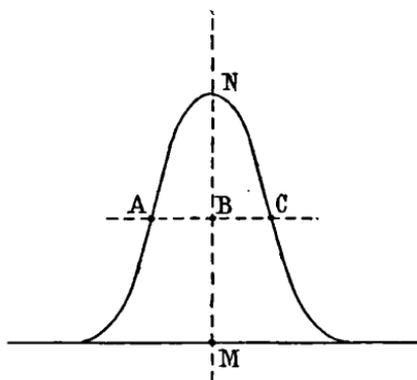


FIG. 1.

En dehors de toute perturbation du phénomène périodique qui engendre les ondes lumineuses, la théorie cinétique des gaz permet de prévoir une cause très simple d'élargissement des raies ⁽¹⁾. L'explication de la largeur des raies reposera alors sur les bases suivantes :

Dans un gaz lumineux, toutes les particules participent au mouvement d'agitation. Quelques-unes de ces particules sont aussi des émetteurs de lumière; ce sont peut-être des atomes, ou des morceaux d'atomes, ou au contraire des associations d'atomes; celles qui émettent une certaine radiation sont toutes pareilles; soient m leur masse, T la température absolue du gaz. On suppose que le phénomène périodique qui se passe dans ces particules est d'une stabilité, d'une régularité quasiment parfaites; si ces particules étaient immo-

¹ LIPPICH, *Pogg. Ann.*, t. CXXXIX, p. 465 (1870); Lord RAYLEIGH, *Nature*, t. VIII, p. 474 (1873); Id., *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXVII, p. 298 (1889); PFAUNDLER, *Wiener Akad.* t. LXXVI, p. 852 (1877); EBERT, *Wiedemann Ann.*, t. XXXVI, p. 466 (1889); MICHELSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXXIV, p. 280 (1892); Id., *Astrophysical Journal*, t. II, p. 251 (1895).

biles, elles émettraient une radiation si peu différente d'une radiation rigoureusement monochromatique que la largeur de la raie serait au-dessous de tout ce que nous pouvons déceler. Mais ces particules se déplacent selon les règles de la théorie cinétique des gaz. Leur vitesse moyenne est :

$$v = A \sqrt{\frac{T}{m}},$$

A étant une constante dont la valeur est connue. Il y a deux causes de perturbations : les chocs et l'effet Doppler-Fizeau. Les chocs produisent des perturbations brusques du mouvement lumineux. Le résultat dépend du nombre des vibrations entre deux chocs ; ces effets décroissent à mesure que la densité du gaz diminue. Le calcul montre (voir plus loin) qu'aux faibles pressions utilisées dans les tubes de Geissler, ces effets sont négligeables. Reste l'effet Doppler-Fizeau, qu'il est relativement facile d'analyser.

On peut faire un calcul simple en raisonnant comme si les vitesses des particules avaient toutes la même valeur v (vitesse moyenne), mais des directions orientées en tous sens. Si V est la vitesse de la lumière, une vitesse radiale u produit un changement de longueur d'onde $d\lambda = \lambda \frac{u}{V}$. Comme u prend toutes les valeurs possibles entre $+v$ et $-v$, la raie aura une largeur finie, égale à $2\lambda \frac{v}{V}$. Remplaçant v par sa valeur, on voit que la largeur de la raie sera proportionnelle à $\lambda \sqrt{\frac{T}{m}}$. Les raies fines seront donc produites par des particules de masse élevée dans un gaz à faible température.

Un calcul plus complet doit tenir compte des vitesses inégales des diverses particules. Ce calcul a été fait par lord Rayleigh, puis par Michelson, et repris avec tous les soins voulus par Schönrock⁽¹⁾. On obtient comme résultat la loi de répartition de l'énergie en fonction de la longueur d'onde. Si λ est la longueur d'onde de la radiation émise par les particules immobiles, $\lambda + x$ une radiation voisine, la courbe qui donne l'intensité en fonction de x a pour équation :

$$I = Ce^{-kx}.$$

(1) *Annalen der Physik*, 4^e série, t. XX, p. 995 (1906), et t. XXII, p. 209 (1907).

La forme de la courbe est indiquée dans la *fig. 1*. La constante k suffit à la définir. On peut remplacer cette constante par la quantité suivante : menons la ligne ABC à une hauteur égale à la moitié de l'ordonnée maximum $\left(MB = \frac{MN}{2} \right)$. L'intervalle $AB = \epsilon$ définit complètement, en valeur relative, la forme de la courbe. On trouve pour sa valeur, exprimée avec la même unité que la longueur d'onde :

$$\epsilon = 3,58 \times 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{m}},$$

formule dans laquelle T est la température absolue et m la masse des particules lumineuses rapportée au système ordinaire des masses atomiques.

L'intensité lumineuse décroît très vite au delà de AC ; à une distance du milieu M égale à $1,5\epsilon$, l'intensité est réduite à $1/5$ du maximum. Une largeur totale peu supérieure à 2ϵ renferme presque toute la lumière.

Pour définir avec précision ce qu'il faut entendre par largeur de la raie, il faut étudier théoriquement le phénomène même qui va servir à la mesurer. Ce phénomène est un phénomène d'interférence, dans lequel on fait croître la différence de marche jusqu'à disparition des franges. Soit un système ordinaire d'interférences, c'est-à-dire à deux ondes. Lorsque la différence de marche est X , l'ordre d'interférence est $n = \frac{X}{\lambda}$. Si la répartition de la lumière est celle que l'on vient d'indiquer, la visibilité des franges, parfaite pour n faible, doit décroître lorsque n augmente, d'abord très lentement, puis extrêmement vite, si bien que l'on pourra noter très exactement la valeur de n pour laquelle les franges cesseront d'être visibles. Le calcul permet de fixer cette limite, et l'on trouve que les franges doivent disparaître lorsque l'ordre d'interférence atteint la valeur :

$$N = 0,441 \frac{\lambda}{\epsilon} = \frac{\lambda}{2,3 \times \epsilon}.$$

On peut poser $\Delta = 2,3 \times \epsilon =$ largeur totale de la raie, et l'on a alors :

$$1 \qquad N = \frac{\lambda}{\Delta}$$

Les franges disparaissent lorsqu'il y a discordance entre les interférences produites par les radiations de longueurs d'onde λ et

$$\lambda + \frac{\Delta}{2}.$$

Portant dans Δ la valeur de ϵ , il vient :

$$\Delta = 0,82 \times 10^{-6} \times \lambda \sqrt{\frac{T}{m}}.$$

Δ est la largeur en valeur absolue ; c'est une différence de longueurs d'onde ; on l'exprimera en fraction d'angström, et l'on voit que l'équation (1) donne Δ si l'on a observé la limite d'interférence N. Au lieu de la valeur absolue, il peut être commode de considérer la largeur en valeur relative, $\frac{\Delta}{\lambda}$, dont l'inverse est justement la limite d'interférence N. Ce nombre N peut être appelé la finesse de la raie. Si la théorie cinétique exprime bien les faits, on doit avoir :

$$(2) \quad N = 1,22 \times 10^6 \sqrt{\frac{m}{T}}$$

Dans le cas des interférences à plusieurs ondes (lames argentées), les calculs sont un peu plus difficiles, mais le résultat est, pratiquement, le même ; les ondes $2p$ fois réfléchies, qui jouent un rôle important pour de faibles différences de marche, n'interviennent presque plus lorsqu'on approche de la limite de visibilité des franges.

C'est, en définitive, la formule (2) qu'on vérifiera. Mais auparavant, pour ne pas revenir sur la théorie, il convient de dire quelques mots de l'autre cause d'élargissement.

Effet des chocs. — Nous avons dit qu'aux faibles pressions l'effet des chocs était négligeable ; il n'en est pas toujours ainsi. Ces effets ont été étudiés théoriquement, en particulier par Schönrock. Sans vouloir exposer en détails ses calculs, voici les grandes lignes de la théorie.

On suppose que chaque choc, sans supprimer la vibration, lui apporte une perturbation telle que sa phase est complètement changée ; c'est, après le choc, comme une nouvelle vibration qui recommence. On traite le mouvement comme ayant une durée finie sans perturbation, la durée étant celle qui sépare deux chocs.

Ce qui intervient, c'est alors le nombre de vibrations entre deux

chocs, et non plus la vitesse. Si l'effet des chocs existe seul, on trouve une courbe de répartition de l'énergie analogue (non identique) à celle que donnait l'effet Doppler-Fizeau. On obtient pour la largeur de la raie :

$$\Delta_1 = 0,50 \times 10^{-6} \frac{\lambda^2}{L} \sqrt{\frac{T}{m}},$$

en désignant par L la longueur du libre parcours moyen et par m , T et λ les mêmes quantités que précédemment.

On peut comparer Δ_1 (largeur due aux chocs) avec Δ (largeur due à l'effet Doppler-Fizeau) ; on a :

$$\frac{\Delta_1}{\Delta} = 0,61 \frac{\lambda}{L}.$$

On voit que l'effet des chocs est négligeable toutes les fois que L est grand devant λ , ce qui arrive toujours aux faibles densités. Par exemple, dans un tube de Geissler, où la pression est de l'ordre du millimètre, le libre parcours est voisin de 400 μ , et le rapport $\frac{\lambda}{L}$ est très petit.

S'il y a à la fois les deux effets, Schönrock admet que la largeur totale de la raie est $\Delta + \Delta_1$.

Dans les applications, la difficulté est d'évaluer L , surtout lorsque le gaz est un mélange et que sa température est élevée. Dans un gaz pur, on connaît L aux températures ordinaires. On ne peut le calculer dans d'autres conditions qu'en supposant qu'il ne dépende que du nombre de molécules, ce qui est très incertain. De plus, rien ne prouve que les particules lumineuses subissent les mêmes chocs que les molécules, surtout dans un gaz traversé par un courant. Il se peut fort bien que certaines particules ne soient pas neutres et subissent des chocs plus nombreux de la part des électrons.

Enfin, une autre cause d'élargissement des raies, bien connue, mais tout à fait accessoire, peut provenir de l'absorption. Lorsque l'épaisseur de la masse lumineuse augmente, les nouvelles couches émettent, mais aussi absorbent ; l'intensité tend vers une limite, ce qui a pour effet d'élargir la raie en diminuant l'intensité relative du maximum de la courbe. Cette cause d'élargissement peut intervenir dans le cas de flammes de grande épaisseur, mais ne joue aucun rôle dans l'émission par le gaz d'un tube de Geissler.

En somme, le cas le plus simple est celui où l'effet Doppler-Fizeau agit seul. Il sera d'abord question uniquement de ce cas.

VÉRIFICATION DE LA THÉORIE. — ÉTUDE DES GAZ RARES DE L'ATMOSPHÈRE.

A l'époque où les principes de cette théorie ont été indiqués, on avait peu de données permettant de la vérifier. On connaissait, par des expériences d'interférence de Fizeau, la largeur des raies du sodium dans la flamme; mais la pression y est trop élevée pour que la théorie puisse s'y appliquer sans tenir compte des chocs. On ne savait rien sur les largeurs de raies émises par les gaz à faible pression, sauf dans le cas de l'hydrogène. La largeur observée était à peu près d'accord avec le résultat du calcul. Peu de temps après, les recherches de Michelson vinrent fournir des vérifications importantes. Cet ensemble de recherches est trop connu pour qu'on le décrive en détail. Nous rappellerons qu'il est basé sur l'emploi d'interférences ordinaires (à deux ondes); on détermine le nombre limite N et l'on évalue ainsi la largeur des raies. Les observations de netteté des franges donnent aussi des indications, d'ailleurs incomplètes, sur la constitution des raies complexes. Michelson étudia ainsi les radiations de vapeurs métalliques à faible pression. La limite d'interférence N observée concorde en général bien avec celle tirée de la formule, en introduisant dans celle-ci, pour m la masse atomique du corps, et pour T la température ambiante (celle de l'étuve) dans l'échelle absolue. Par exemple pour le mercure, $m = 200$, $T = 400^\circ$; la formule donne $N = 860.000$; Michelson trouve⁽¹⁾ 770.000. Pour le cadmium, $m = 112$, $T = 600^\circ$; le calcul donne $N = 520.000$; l'observation donne 450.000.

Il s'est trouvé que bon nombre des raies étudiées étaient complexes, si bien que l'on pouvait se demander si cette complexité n'était pas la règle et les raies simples l'exception. Cela est particulièrement ennuyeux pour les applications métrologiques; les raies du mercure, les plus fines de toutes, ne sont pas utilisables comme éta-

¹⁾ Une interprétation inexacte de leurs expériences avait conduit Lummer et Gehrcke en 1903 à attribuer une finesse beaucoup plus grande aux raies du mercure. Ce résultat, erroné comme ces auteurs l'ont implicitement reconnu (GEHRCKE et VON BAEYER, *Ann. der Phys.*, 4^e série, t. XX, p. 269; 1906, était dû aux imperfections de l'appareil interférentiel employé, dont la construction parfaite était très difficile.

lons fondamentaux. On a été forcé de prendre les raies du cadmium, un peu moins fines, et encore la seule raie rigoureusement simple est la raie rouge, qui n'est pas commodément placée dans le spectre. On reviendra plus loin sur ces raies complexes.

Depuis les recherches de Michelson, de nouveaux moyens d'étude ont été mis entre les mains des physiciens. La découverte des gaz rares de l'atmosphère donne des corps gazeux à la température ordinaire et même beaucoup plus bas, à poids atomiques variés, et possédant des spectres intenses et pas trop compliqués. Nous avons entrepris l'étude de la largeur des raies de ces corps, dans le double but de vérifier la théorie et de perfectionner les sources de radiations monochromatiques. Le résultat le plus intéressant est la confirmation de ce fait prévu par la théorie que, si l'on abaisse la température ambiante T , les raies deviennent plus fines, de telle sorte que la finesse des raies est de beaucoup augmentée lorsque le tube à gaz est plongé dans l'air liquide.

Appareils. — 1° *Partie optique.* — Pour mesurer la largeur des diverses raies, nous produisons avec chacune d'elles des interférences entre deux surfaces argentées, planes et parallèles, dont la distance peut s'élever jusqu'à plusieurs décimètres. L'ordre d'interférence s'obtient en divisant par la longueur d'onde le double de la distance des surfaces. On fait croître cette distance jusqu'à ce que les franges cessent d'être visibles, ce qui donne l'ordre d'interférence limite N (¹).

Cette méthode a tous les avantages de celle de Michelson (pouvoir de définition croissant aussi loin que l'on veut, ou que l'exige la finesse des phénomènes étudiés, en augmentant la différence de marche). De plus, on obtient la véritable composition des raies complexes, et l'on voit chaque satellite à sa place, comme dans un spectroscopie. Cette particularité est commune à tous les appareils à ondes multiples. Il en a été inventé plusieurs autres (échelon de Michelson, lame de Lummer); mais le pouvoir de définition de ces appareils est fixe et ne peut pas s'adapter à la finesse des phénomènes étudiés; d'autre part, leur construction est très difficile, ce

Pour étudier la largeur d'une raie, il ne serait pas nécessaire d'aller jusqu'à la limite d'interférence : il suffirait d'employer une différence de marche telle que le pouvoir de définition soit suffisant et d'étudier la loi de répartition de la lumière dans les franges. Koch a montré que cela était possible en opérant par photographie (*Annalen der Physik*, 4^e série, t. XXXIV, p. 377; 1911).

qui peut rendre illusoire les avantages théoriques (voir note de la page 448).

2° *Sources de lumière.* — Nous avons employé des tubes de Geissler de la forme ordinaire, alimentés par une bobine de Ruhmkorff ou mieux par du courant alternatif. Les diverses radiations données par les tubes sont séparées par un spectroscopie préliminaire, dans lequel la partie capillaire du tube sert de fente, et qui projette sur l'appareil interférentiel une des images monochromatiques. Le tube est plongé soit dans un bain d'eau à la température du laboratoire, soit dans un vase à double paroi non argenté contenant de l'air liquide. Le passage du courant n'augmente pas sensiblement la vitesse d'évaporation de l'air liquide; le nombre de watts fournis au tube est très faible, et une partie notable de cette puissance est rayonnée.

Résultats. — Nous avons étudié l'hélium, le néon et le krypton. A la température ordinaire, les limites d'interférence trouvées pour les trois gaz sont données dans le tableau suivant (quatrième colonne). Elles sont très exactement d'accord avec les limites calculées par la formule, en y faisant $T = 290^\circ$ absolu (cinquième colonne).

Gaz	Masse atomique m	Longueur d'onde λ	Température ordinaire		Air liquide N' observé	$\frac{N}{N'}$
			N observe	N calculé		
Hélium.	4	5876	144000	144000	241000	1,66
Néon...	20	5852	324000	321000	515000	1,60
Krypton	83	5570	600000	597000	950000	1,58

L'effet du refroidissement du tube sur la largeur des raies est tout à fait remarquable : lorsque, le tube étant à la température ordinaire, on est arrivé à la limite d'interférence, on fait reparaitre brillamment les franges en plongeant le tube dans l'air liquide. Les nouvelles limites d'interférence N' sont données dans la sixième colonne du tableau.

D'après la théorie, les limites d'interférence dans le cas d'un même gaz à deux températures différentes doivent être entre elles comme la racine carrée du rapport inverse des températures absolues. Pour nos deux séries d'expériences, dans l'air liquide et à la température ordinaire, le rapport devrait être 1,73. Les rapports trouvés expérimentalement sont, pour les trois gaz : 1,66, 1,60 et 1,58. Un léger excès de la température du gaz sur celle du bain expliquerait la petite différence entre le nombre théorique et le résultat des mesures.

L'ensemble de ces résultats constitue une confirmation des principes de la théorie cinétique des gaz. La vérification porte sur les valeurs de la vitesse d'agitation, qui se manifeste d'une façon directe, en quelque sorte purement cinématique, tandis que dans beaucoup d'autres cas la vitesse d'agitation intervient sous forme dynamique (force vive ou quantité de mouvement). On voit les molécules se déplacer, comme on voit tourner le Soleil en comparant les spectres de ses deux bords.

Toutes les raies étudiées nous ont paru simples; bien que nous n'ayons pas examiné cette question en détail, des satellites un peu intenses ne nous auraient pas échappé. Comment se fait-il que Michelson ait rencontré tant de raies multiples que l'on pouvait croire que les raies simples étaient l'exception? Il a étudié, naturellement, les raies fortes de la partie visible; pour le mercure, le cadmium, le zinc, le thallium, ces raies fortes sont presque toutes des raies de la deuxième série secondaire; la plupart des raies n'appartenant pas à cette série sont simples. Il est très probable que l'on ne peut pas dire que la plupart des raies sont complexes, mais bien que les raies de la seconde série secondaire des métaux lourds sont des raies complexes. La raie rouge du cadmium n'est pas de celles-là.

Quoi qu'il en soit, le fait que les raies des gaz rares sont simples est une circonstance heureuse, si l'on veut les employer en métrologie; elles sont de plus remarquablement fines. La raie 5370 donnée par le krypton dans l'air liquide est la raie la plus fine actuellement connue. Sa largeur est seulement 0,006 angström; la limite d'interférence 950.000 correspond à une différence de marche de 53 centimètres $26^{\text{m}},5$ d'épaisseur); c'est la plus grande différence de marche observée jusqu'ici dans les phénomènes d'interférence des ondes lumineuses.

On sait que l'étude de beaucoup de phénomènes délicats et certaines applications (métrologie) exigent l'emploi de radiations aussi monochromatiques que possible; selon les cas, on a besoin d'aller plus ou moins loin dans cette voie, mais tout progrès dans l'art d'obtenir des radiations monochromatiques permet des applications nouvelles. Or les moyens dont on dispose ne sont pas aussi parfaits qu'on pourrait le désirer. Le brûleur à sel de sodium est incommode, peu lumineux et n'est qu'un procédé bien grossier pour la production de lumière monochromatique. La lampe Hewitt est souvent très commode, mais ne répond pas à tous les besoins. Pour les applica-

tions métrologiques, le nombre des radiations utilisables est très limité. Il ne serait pas surprenant que les tubes à gaz rares deviennent la source de choix pour les questions d'optique fine ⁽¹⁾).

De ce qui précède il faut encore conclure cette conséquence importante : les irrégularités ou l'amortissement du phénomène vibratoire n'interviennent pas, ou très peu, pour élargir les raies. Le mouvement est donc régulier, pendant des millions de vibrations, avec une amplitude peu décroissante. Cela est très remarquable. Il n'est cependant pas possible que ce mouvement soit éternel. Si l'on pouvait immobiliser la particule lumineuse, elle émettrait une raie encore de largeur finie, et l'on serait alors renseigné sur son amortissement. Cette raie serait-elle dix fois ou cent fois plus fine que ce que nous avons trouvé ? On n'en sait rien. Comme conséquence des propriétés qu'il attribue à l'électron, Lorentz calcule que, pour une longueur d'onde de 6.000 angströms, l'amortissement doit être si faible que l'amplitude serait réduite à la moitié après quinze millions de vibrations ⁽²⁾.

Dans le même ordre d'idées, on pourrait essayer diverses choses que nous n'avons pas pu faire. Pour augmenter encore la finesse des raies, il faudrait accroître m ou abaisser T . Le xénon $m = 128$ n'est pas gazeux à la température de l'air liquide ; à la température ordinaire, sa limite d'interférence serait voisine de 750.000 ; on doit pouvoir le refroidir vers -150° ; à cette température la limite d'interférence dépasserait probablement un million. L'émanation $m = 222$ donne, dit-on, un spectre très intense. A la température ordinaire, ce gaz doit donner des interférences jusqu'à un million de longueurs d'onde ; cela serait une vérification de son poids atomique, qui a été déterminé par des mesures très soignées, mais très difficiles.

D'autre part, on sait obtenir des températures beaucoup plus basses que celle de l'air liquide ; il serait intéressant de les utiliser jusqu'à la congélation de chaque gaz. Pour le néon, on pourrait probablement descendre au moins jusque vers 25° absolus, ce qui donnerait environ un million comme limite d'interférence, si la loi s'applique encore. L'hélium a encore une tension appréciable à la température la plus basse obtenue, 1° absolu ; la limite d'interférence serait supérieure à deux millions, soit, pour la raie 5876, une diffé-

(1) Quelques raies de l'hélium et du néon ont déjà été mesurées par interférences, en les comparant à la raie rouge du cadmium, par Lord Rayleigh, par Eversheim et par Priest.

(2) LORENTZ, *The theory of electrons*, p. 259.

rence de marche de plus de 125 centimètres. Il est d'ailleurs loin d'être certain que les choses se passeraient ainsi, une très faible différence de température entre le gaz et le milieu extérieur ayant alors une influence considérable.

APPLICATIONS.

1° *Étude des masses des particules lumineuses.* — La théorie étant bien établie peut donner des indications sur T et sur m et fournir quelque lumière sur des problèmes difficiles de spectroscopie.

Dans bien des cas, il y a incertitude sur la nature des particules qui, dans un gaz lumineux, émettent la lumière. On a souvent essayé d'expliquer par l'existence de particules de masses très différentes l'existence des divers spectres d'une même substance. L'étude de la largeur des raies peut fournir des indications précieuses sur la masse atomique de ces particules.

On sait, par exemple, que l'hélium donne six séries de raies, formant deux groupes de trois séries, et chaque groupe a la constitution ordinaire du spectre complet d'un corps. On avait émis l'hypothèse de l'existence de deux gaz distincts dans l'hélium, et chacun des groupes des trois séries était attribué à un de ces gaz, auxquels on avait donné les noms d'hélium et de parhélium. Or les raies 5876 attribuée à l'hélium et 5016 attribuée au parhélium nous ont donné exactement les mêmes limites d'interférence ; elles sont donc émises par des particules de même masse, et l'hypothèse de la dualité de l'hélium est ainsi rendue inadmissible. L'insuccès des tentatives de séparation des deux gaz hypothétiques avait d'ailleurs conduit au même résultat.

Spectres de l'hydrogène. — L'hydrogène donne deux spectres très différents : l'un (premier spectre) composé de raies dont la répartition obéit à la loi de Balmer, l'autre (second spectre) dont les raies sont très nombreuses et irrégulièrement distribuées. On a longtemps discuté sur l'origine de ce second spectre, que certains auteurs attribuaient à des impuretés. Bien que cette opinion puisse être considérée maintenant comme insoutenable, la question reste de savoir si l'un ou l'autre de ces spectres n'est pas émis par un édifice complexe, par exemple par la molécule. L'étude de la largeur des raies permet de déterminer la masse des particules qui émettent les diverses radiations.

Nous avons trouvé comme limite d'interférence donnée par les raies du second spectre le numéro d'ordre 72.000, lorsque le tube à hydrogène est maintenu dans un bain d'eau à la température du laboratoire. La formule (2) permet alors de calculer la masse m ; on trouve très sensiblement $m = 1$, c'est-à-dire que les raies du second spectre ne sont pas émises par une association de plusieurs atomes, mais par des corpuscules identiques à l'atome ou qui en diffèrent très peu.

L'étude des raies qui forment la série de Balmer est plus difficile : ces raies sont doubles, ce qui complique l'étude de leur largeur ; de plus, il existe pour elles une autre cause d'élargissement que l'agitation moléculaire.

Nos appareils dédoublent sans aucune difficulté la première raie de la série (raie rouge H_{α} , 6563). Lorsque le tube est à la température ordinaire, les deux composantes sont assez larges pour presque se toucher ; lorsque le tube est immergé dans l'air liquide, elles sont parfaitement séparées parce qu'elles sont plus étroites. Ce dédoublement avait été annoncé par Michelson et aperçu par Janicki (1) au moyen d'un échelon ; mais aucune indication n'avait pu être donnée sur la position respective des deux composantes, qui sont d'inégale intensité. Nos observations montrent que la composante de plus grande longueur d'onde est la plus intense. C'est là un caractère commun à tous les doublets de séries secondaires, tandis que la disposition est inverse dans les séries principales. La série de Balmer, la seule donnée par les tubes à hydrogène, est donc bien une série secondaire, comme l'a supposé Rydberg. La distance des deux composantes est de 0,132 angström. La raie bleue (H_{β} 4861) aussi est double, avec l'intervalle qui convient dans une série secondaire, mais les deux composantes sont à la fois plus larges et plus serrées que pour la raie rouge, et par suite empiètent l'une sur l'autre.

D'autre part, pour les raies de cette série, l'agitation moléculaire n'est pas la seule cause d'élargissement comme le montre l'expérience suivante : lorsqu'on met en dérivation sur le tube une capacité avec distance explosive, les raies de série se renforcent beaucoup, pendant que celles du second spectre s'affaiblissent ; en même temps, les raies de la série subissent un élargissement qui peut devenir considérable, tandis que les raies du second

(1) JANICKI, *Annalen der Physik*, 4^e série, t. XIX, p. 36 ; 1906.

spectre s'affaiblissent sans s'élargir. Ce n'est donc pas une élévation de température liée à la présence du condensateur qui produit l'élargissement, car l'effet d'une élévation de température du gaz se ferait évidemment sentir sur toutes les raies. D'ailleurs, dans la série, les termes successifs s'élargissent de plus en plus. Il y a donc une cause particulière d'élargissement, peut-être liée à la densité de courant dans le tube, et par suite aux chocs des électrons sur les particules qui émettent ces raies. Il est du reste bien connu que les raies de cette série peuvent, dans certaines conditions, devenir excessivement larges; elles appartiennent à celle des séries secondaires que Rydberg appelle série diffuse.

La raie rouge H_{α} nous a donné comme limites d'interférence 50.000 lorsque le tube est à la température ordinaire et 68.000 dans l'air liquide. Ces nombres sont un peu plus faibles que ceux que l'on calculerait avec la masse atomique 1, mais il n'y a pas lieu d'en être surpris: d'une part, l'existence d'une raie double rend l'observation des interférences plus difficile, et, d'autre part, la cause d'élargissement qui existe lorsque la décharge électrique est soudaine peut encore se faire sentir lorsque le courant est peu intense.

On peut donc conclure que les raies de l'hydrogène, aussi bien celles du spectre secondaire que celles du spectre de série, sont émises par des particules ayant la masse de l'atome d'hydrogène.

Il peut paraître surprenant que dans de l'hydrogène à une température peu élevée se trouvent des particules ayant la masse de l'atome. Il faut remarquer que les particules qui émettent la lumière ont dû subir d'importantes modifications, dont le premier effet a pu être de décomposer la molécule. D'ailleurs, l'émission par des particules ayant la masse de l'atome paraît une chose toute naturelle dans le cas d'un gaz monoatomique comme la vapeur de mercure; or l'analogie entre la série de raies de l'hydrogène et celles données par d'autres corps est telle qu'il est difficile de ne pas admettre l'analogie de constitution des particules qui les émettent.

2 **Étude de la température des gaz lumineux.** — Nous touchons là à une des questions les plus difficiles et les plus controversées de la spectroscopie. Les opinions les plus diverses ont été défendues. L'un des partis extrêmes est celui de Pringsheim, d'après qui la température seule ne peut jamais rendre un gaz lumineux. En chauffant un gaz pur, en l'absence de tout phénomène électrique ou chimique, à des températures aussi élevées que l'on voudra, le gaz

ne deviendrait jamais lumineux. Pringsheim ne nie pas que, dans une flamme salée, il n'y ait de la vapeur de sodium à température élevée, mais il soutient qu'à la même température de la vapeur de sodium pure ne serait point lumineuse. Cette opinion paraît bien difficile à défendre lorsqu'on voit de la vapeur de sodium ou de fer, dans un vase clos, sans aucun phénomène électrique, émettre le spectre de ces gaz. D'autres raisons très fortes ont été récemment données contre cette opinion.

Le parti opposé raisonne comme si la température seule expliquait tous les cas de rayonnement des gaz. Dans un tube de Geissler, dans une lampe Hewitt, le courant ne serait qu'un moyen de chauffage, et la température du gaz enfermé dans ces vases de verre serait de milliers de degrés.

La largeur des raies peut nous fournir des indications, sinon sur la cause du rayonnement, du moins sur la vraie température du gaz lumineux.

Lorsque la pression du gaz est très faible, l'effet perturbateur des chocs entre particules est négligeable, et la largeur des raies s'explique complètement par l'effet Doppler-Fizeau correspondant aux vitesses d'agitation thermique. L'étude de la largeur des raies dans le cas des gaz à faible pression illuminés par un courant électrique (tube de Geissler) montre qu'il y a concordance parfaite entre la théorie et les résultats expérimentaux en prenant pour température du gaz celle du milieu ambiant. La largeur des raies suit les variations de cette température de la manière indiquée par la théorie. La largeur des raies diminue beaucoup lorsque le tube passe d'un bain d'eau à un bain d'air liquide, résultat qui serait incompréhensible si la température du gaz était, dans tous les cas, très élevée. On peut donc tenir comme établi que, dans un tube de Geissler, le gaz lumineux est à la température extérieure ; son rayonnement ne peut, par suite, être regardé comme ayant une origine thermique.

Nous avons appliqué les mêmes considérations à l'étude de quelques autres cas.

La lampe Cooper-Hewitt donne les raies du mercure moins fines que ne les donne un tube avec faible densité de courant. Nous avons trouvé ⁽¹⁾ comme limite d'interférence le numéro d'ordre 400.000.

(1) *C. R.*, t. CXLII, p. 785 (1906).

Si l'on voulait expliquer la largeur de ces raies par le seul effet de la vitesse d'agitation, on serait conduit à admettre une température d'environ 1.200° C. Cette température ne suffit certainement pas à expliquer le rayonnement. D'ailleurs, la valeur ainsi trouvée est un maximum : dans la lampe Hewitt, la pression de la vapeur de mercure n'est pas négligeable, et l'effet des chocs doit intervenir pour une part appréciable dans l'élargissement des raies, ce qui conduit à admettre une température encore notablement plus basse que celle que l'on vient d'indiquer.

Il semble que l'opinion inverse se soit fait jour dans ces derniers temps, comme interprétation fautive d'expériences de M. Féry. Ce physicien a essayé d'observer le renversement des raies du mercure dans la lampe Hewitt, en prenant comme source de spectre continu d'abord l'arc, puis le Soleil. Il faut d'abord faire une réserve sur ce qu'il était possible de voir : si le renversement avait eu lieu, M. Féry n'aurait pas pu l'observer ; la raie noire n'aurait pas été plus large que la raie d'émission correspondante ; or celle-ci a $0,014$ angström de large ; le spectroscopie dont se servait M. Féry était certainement incapable de montrer une raie noire aussi fine, car dans un spectre continu on ne peut voir une raie noire que si sa largeur n'est pas trop au-dessous de la limite de définition du spectroscopie ; ici, la largeur de la raie était probablement cent fois moindre. Tout ce que l'on aurait pu observer, c'est la disparition de la raie brillante. Ce phénomène ne s'est pas produit. Il semble que l'on ait voulu en conclure que le gaz de la lampe est plus chaud que la source de spectre continu, c'est-à-dire que le cratère de l'arc ou même que le Soleil. Cette conclusion ne serait acceptable que si le rayonnement de la lampe Hewitt était d'origine purement thermique. L'existence de températures excessivement élevées dans cette lampe est, comme on vient de le voir, inconciliable avec la théorie cinétique des gaz (1).

S'il est donc très probable que la température seule peut rendre les gaz lumineux, il est certain que les gaz peuvent émettre de la lumière sans être chauds, et même en étant très froids.

L'arc électrique entre tiges de fer, jaillissant dans une atmosphère

Les lampes en quartz à vapeur de mercure, lorsqu'elles fonctionnent à régime pu poussé sont dans les mêmes conditions que la lampe Hewitt. Leur riche rayonnement ultra-violet ne peut donc pas être attribué à une température élevée.

à très faible pression, nous a donné ⁽¹⁾ des raies de largeur 0,030 angström dans la région 5.300. L'effet des chocs étant négligeable, on peut calculer la température, et l'on trouve 2.400° C. Il est possible qu'à cette température le rayonnement soit, au moins en partie, d'origine thermique.

Le même arc sous la pression atmosphérique donne des raies de largeur environ double ⁽²⁾. La perturbation due aux chocs doit être notable, et il est impossible de calculer la température.

Dans le cas des flammes, l'effet des chocs n'est pas non plus négligeable. Une flamme peu chaude avec une faible quantité d'un sel de sodium donne des raies ayant pour largeur environ 0,08 angström. Pour comparer ce résultat avec la théorie, il faudrait pouvoir calculer la longueur du libre parcours moyen des particules lumineuses dans l'atmosphère de la flamme. On peut faire un calcul vraisemblable de la manière suivante : on supposera que le libre parcours varie en raison inverse de la densité du gaz, et par suite, pour une pression donnée, proportionnellement à la température absolue ; on admettra qu'à la température ordinaire cette longueur est de 0^m,1. On trouve alors qu'à la température absolue de 2.000 la flamme devrait donner les raies du sodium avec une largeur de 0,07 angström, résultat bien voisin de celui que donne l'expérience.

Hypothèse des dissociations atomiques. — Certaines raies ne sont émises que dans des conditions déterminées, par exemple les raies d'étincelles (*enhanced lines*). Pour expliquer ces particularités, Lockyer a émis sa célèbre hypothèse des proto-éléments : les atomes des métaux seraient susceptibles de se dissocier en atomes plus simples ; de même que les métaux sont décelés par leurs spectres, ces proto-éléments, qui n'existeraient qu'à des températures élevées, seraient caractérisés par leurs raies.

Si cette hypothèse était exacte, les raies de cette espèce seraient émises par des particules plus légères que l'atome du métal. Les faits ne vérifient pas cette conséquence. Les tubes à cadmium de Hamy, qui donnent les raies d'étincelle du cadmium, ne les donnent pas plus larges que les autres raies. Dans un tube à mercure, on peut avoir les raies d'étincelle ; elles ne sont pas plus larges que les raies

¹⁾ *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 308 ; 1910.

²⁾ *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 308 ; 1910.

ordinares. D'une façon générale, les hypothèses sur les cassures d'atomes pour expliquer la diversité des phénomènes spectroscopiques semblent inventées uniquement pour les besoins de la cause⁽¹⁾. Les corps radioactifs offrent, bien certainement, des exemples de ruptures d'atomes, mais les divers fragments de l'atome primitif ne se recombinent pas.

Quant à la question de température, il est certain que les raies *enhanced* peuvent être émises sans température élevée; cela résulte de ce qui précède. Dans l'arc au fer, nous avons découvert sur les électrodes les raies d'étincelle du fer⁽²⁾; elles nous ont semblé avoir la même largeur que les autres, ce qui n'indique ni une masse plus faible ni une température plus élevée. Il semble que, lorsque ces raies sont émises électriquement, la condition de leur émission soit un champ électrique intense; peut-être faut-il que l'atome soit fortement choqué par des électrons. S'il en est ainsi, on conçoit que la raie ne puisse être émise thermiquement qu'à des températures très élevées, lorsque le mouvement d'agitation est très violent. Dans les étoiles, si le phénomène d'émission est purement thermique, la présence de ces raies serait vraiment l'indice d'une température élevée.

En résumé, l'étude de la largeur des raies donne une méthode pour la détermination soit des températures, soit des poids atomiques. Evidemment les nombres ainsi obtenus n'ont pas une haute précision; l'intérêt de cette méthode est qu'elle s'applique à des cas où les autres sont complètement en défaut, ce qui laissait le champ libre aux hypothèses les plus contradictoires.

APPLICATIONS ASTRONOMIQUES.

Les résultats qui précèdent peuvent faire espérer quelques applications à des problèmes d'astrophysique. Ce que nous savons sur les astres, nous le savons surtout par la lumière qu'ils nous envoient. Toute découverte en optique donne l'espoir d'une découverte en astronomie, et cet espoir s'est déjà bien des fois réalisé. C'est ainsi que la découverte des spectres des gaz et de la relation entre l'émission et l'absorption a renouvelé nos connaissances sur le Soleil et les

Il s'agirait ici de véritables cassures de l'atome, en deux ou plusieurs parties d'un même ordre de grandeur, et non pas de la perte d'un ou de plusieurs électrons; mais il ne s'ensuit pas que la particule lumineuse soit identique à l'atome ordinaire, ni que les diverses raies d'un corps soient émises par les mêmes particules.

: *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 943; 1910.

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Juin 1912.)

étoiles, et conduit à la découverte de l'unité de composition chimique de l'univers ; que le principe de Doppler-Fizeau a ouvert de nouvelles voies à toute l'astronomie ; que le phénomène de Zeeman a permis de découvrir le champ magnétique qui existe en certains points de la surface solaire ; que le déplacement des raies par la pression donne une évaluation de la pression dans la chromosphère, et que la connaissance des lois du rayonnement du corps noir permet d'aborder la détermination des températures des astres. Il n'y a pas de raison pour que les phénomènes dont on vient de parler ne puissent jeter un peu de lumière sur quelques problèmes d'astrophysique.

Soleil. — Si l'on suppose valable la relation classique entre l'émission et l'absorption, les considérations développées plus haut sont applicables aux raies noires du spectre solaire. Toutefois le calcul donnera pour la largeur de chaque raie un minimum, qui pourra être dépassé si la quantité de vapeur absorbante est très grande. Il est très remarquable que les largeurs des raies du spectre solaire, calculées en partant de la théorie cinétique des gaz, concordent très exactement avec les résultats de l'observation. En admettant la température absolue de 6.000° pour l'atmosphère solaire, une pression de 6 atmosphères, valeur obtenue par l'étude du déplacement des raies vers le rouge (1), et faisant le calcul du libre parcours moyen des particules comme on l'a indiqué pour les flammes, on trouve que dans la région 4.400 du spectre, les raies du fer doivent avoir la largeur 0,068 angström. Nous avons trouvé (2) que, dans cette même région, les raies les plus fines ont 0,070 angström de large. Le tableau suivant donne, en angströms, les largeurs calculées pour quelques autres raies et les largeurs indiquées par Rowland :

Raie	Corps	Longueur d'onde	Largeur calculée	Largeur observée
C	H	6563	0,90	0,96
F	H	4861	0,58	0,75
D ₁	Na	5896	0,165	0,160
D ₂	Na	5890	0,165	0,175
	Fe	4400	0,068	0,070

Les raies les plus larges sont, comme l'indique la théorie, celles des corps à poids atomique faible. Celles des métaux à fort poids atomique

(1) *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 312 ; 1910.

(2) *J. de Phys.*, 4^e série, t. IX, p. 313 ; 1910.

n'ont pas été observées dans le spectre solaire; si elles y existent, on aurait des chances de les trouver parmi les raies les plus fines et par suite les plus difficiles à voir.

Seules, les raies H et K du calcium sont d'une largeur incomparablement plus grande que celle qu'indiquerait la théorie, et présentent ainsi une exception remarquable.

Il serait très intéressant de mesurer les largeurs de raies d'émission des protubérances. Il est probable que la pression doit être faible; on aurait ainsi une évaluation de la température.

Nébuleuses. — On peut espérer obtenir des résultats intéressants en appliquant les considérations qui précèdent à l'étude des nébuleuses. Nous savons si peu de choses sur elles que toute indication nouvelle, même imparfaite, ne peut être qu'utile. Nous avons commencé à faire quelques essais sur la nébuleuse d'Orion.

Rappelons que le spectre de cette nébuleuse comprend :

1° Les raies de l'hydrogène (série de Balmer);

2° De fortes raies d'origine inconnue, en particulier les raies 5007 et 4959 dites du nébulium, qui paraissent dues à un même corps, parce que dans les diverses régions de la nébuleuse et dans des nébuleuses différentes elles conservent le même rapport d'intensité. Une très forte raie ultra-violette, 3726, aussi d'origine inconnue, est probablement due à un autre gaz;

3° Des raies plus faibles, parmi lesquelles quelques raies de l'hélium.

Sur la température des nébuleuses, nous ne savons absolument rien. On a pu parler avec une égale vraisemblance de températures voisines de 40.000° ou du zéro absolu. Les observations sur les largeurs de raies pourraient conduire à une indication de température au moyen des raies de l'hydrogène. Ce premier point une fois établi, l'étude de la largeur des raies d'origine inconnue donnerait une idée du poids atomique des gaz qui les émettent. Dans un ordre d'idées différent, l'application de la méthode interférentielle permettra d'obtenir les longueurs d'onde exactes de ces mêmes raies, ce qui serait utile pour l'identification possible avec des corps terrestres. On s'est, par exemple, demandé si la raie 3726 n'appartiendrait pas à l'oxygène, mais on ne peut rien dire faute de valeur exacte de la longueur d'onde. Enfin, on pourrait avoir exactement les vitesses radiales aux divers points de la nébuleuse et étudier la circulation des gaz dans cet astre.

C'est un vaste programme. Il nous a semblé que la méthode interférentielle, seule, permettrait de l'aborder. Les essais que nous avons faits pendant les hivers 1910-11 et 1911-12 nous donnent l'espoir que l'on pourra arriver à quelques résultats.

Il s'agit d'observer des interférences avec la lumière de la nébuleuse, comme nous en observons avec celle d'une source artificielle. Il est désirable qu'il n'y ait pas mélange des radiations provenant des divers points de l'astre, c'est-à-dire que l'on ait à la fois sur la plaque photographique ou sur la rétine l'image de la nébuleuse et celle des anneaux. La manière la plus simple d'arriver à ce résultat serait de placer l'appareil interférentiel en avant de tout appareil d'observation ; mais on serait limité, pour le diamètre utile de l'objectif, par la largeur de la lame argentée, et de plus, le diamètre apparent des anneaux serait trop grand par rapport à celui de la nébuleuse. Le dispositif suivant supprime ces deux difficultés.

A la suite d'une lunette, mise au point sur la nébuleuse pour un œil visant à l'infini, et formant par suite un système afocal, on place l'appareil interférentiel, et l'on regarde à travers celui-ci. Si l'œil accommode à l'infini, il verra avec netteté l'image de la nébuleuse sur laquelle se projeteront les anneaux. On n'utilise plus qu'une faible surface de lame argentée, à peine supérieure à celle de l'anneau oculaire ; le diamètre apparent des anneaux n'est pas changé, tandis que celui de la nébuleuse est multiplié par le grossissement de la lunette. Pour l'observation photographique, la lumière qui a traversé l'ensemble précédent est reprise par un objectif de court foyer, dans le plan focal duquel se superposent l'image réelle de la nébuleuse et celle des anneaux. On peut enfin examiner visuellement cette image avec un oculaire.

Nous avons pu réaliser ce dispositif grâce à l'aide de M. Bourget, directeur de l'observatoire de Marseille, qui a fait tous les essais avec nous, mettant à notre disposition non seulement les instruments de son observatoire, mais aussi son expérience d'astronome qui nous faisait défaut.

Pendant l'hiver 1910-1911, nous avons fait des premiers essais avec l'équatorial (réfracteur de 26 centimètres d'ouverture et 3^m,10 de distance focale). On a pu observer visuellement les interférences. Pour de pareilles observations, l'emploi de la photographie est bien préférable ; malheureusement, l'objectif de l'équatorial, achromatisé pour les observations visuelles, se prêtait mal à l'emploi de la pho-

tographie. Malgré cela, on a réussi à obtenir un cliché sur lequel on voit les anneaux d'interférence, bien que les étoiles de la nébuleuse y soient représentées par de larges taches.

En mars 1912, nous avons pu commencer d'autres essais avec un instrument plus puissant et mieux approprié : l'observatoire de Marseille possède un télescope réflecteur, dont le miroir, taillé par Foucault, a 80 centimètres de diamètre et 4^m,50 de foyer. Sa monture, en bois, et sa coupole, entièrement vitrée, étaient malheureusement très imparfaites; le mouvement d'entraînement était inutilisable. Après quelques améliorations, on a pu se servir du télescope à la fin de l'hiver, malgré des conditions encore assez précaires.

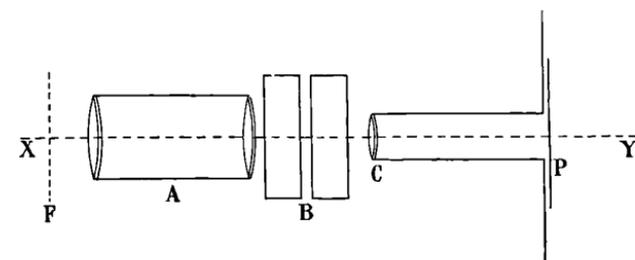


FIG. 2.

La lumière réfléchiée par le miroir du télescope vient, à l'extrémité ouverte du tube de l'instrument, traverser sans aucune réflexion supplémentaire le dispositif pour la production et la photographie des interférences, constitué de la manière suivante, et représenté *fig. 2*, sur laquelle la droite XY se confond avec l'axe du tube, le miroir étant à gauche. L'ensemble A de deux lentilles achromatiques, ayant chacune 19 millimètres de diamètre et 86 millimètres de foyer, forme un système dont la distance focale est de 56 millimètres. On le place de manière que son plan focal F se confonde avec celui du miroir du télescope; l'ensemble du miroir et du système A constitue ainsi un système afocal, dont le grossissement angulaire est $\frac{450}{5,6} = 80$. L'appareil interférentiel B est formé de deux lames planes argentées maintenues au parallélisme. L'image de la nébuleuse grossie 80 fois, en même temps que celle des anneaux non grossis, est projetée par l'objectif achromatique C (diamètre 10 millimètres, distance focale 45 millimètres) sur la plaque photographique P. L'image photographiée de la nébuleuse est identique à celle qui

serait donnée par un objectif ayant 3^m,60 de foyer et un rapport d'ouverture de $\frac{1}{4,5}$, tandis que les anneaux sont projetés par une lentille ayant le même rapport d'ouverture et une distance focale de 43 millimètres. L'appareil, placé à l'ouverture du tube du télescope, ne couvre qu'une faible surface et n'intercepte que quelques centièmes de la lumière incidente.

Nous avons réussi à obtenir un cliché, avec une pose de quarante-cinq minutes, montrant de beaux anneaux d'interférence avec une différence de marche de 2 millimètres, produits par la raie 3726 ; le numéro d'ordre de ces anneaux est d'environ 5300. Un autre cliché montre encore des interférences avec une différence de marche double. Si l'on suppose peu élevé le poids atomique du gaz qui produit la radiation 3726, l'existence d'interférences d'ordre 10600 n'est pas favorable à l'hypothèse de températures excessivement élevées dans la nébuleuse d'Orion. D'autre part, pour la mesure exacte de la longueur d'onde de la radiation, il serait nécessaire de photographier avec le même appareil interférentiel des anneaux de comparaison produits par une radiation terrestre connue ; ces mêmes anneaux de comparaison seront encore nécessaires pour l'étude des vitesses radiales des différents points.

Les essais entrepris jusqu'ici n'avaient d'autre but que de montrer dans quelles conditions la méthode pourrait s'appliquer. Les résultats obtenus sont encourageants et donnent l'espoir que la méthode pourra être appliquée avec succès.

L'ensemble des résultats que nous venons d'exposer constitue une vérification directe des principes de la théorie cinétique des gaz, d'autant plus intéressante qu'elle porte sur un ordre de phénomènes pour lequel la théorie n'avait pas été imaginée. On voit avec quelle précision la comparaison des résultats théoriques avec ceux de l'expérience peut être poursuivie, et combien les hypothèses qui ont servi de point de départ en sont fortifiées. L'introduction des idées atomistiques, qui se sont montrées si fécondes dans d'autres branches de la physique, présente un égal intérêt dans l'étude du rayonnement des gaz. La théorie cinétique une fois posée et vérifiée, nous permet d'aborder des problèmes en face desquels les autres méthodes nous laissent désarmés.

OPHTHALMOSCOPE SANS REFLETS NI VOILE DU PROFESSEUR GULLSTRAND ;

Par M. le D^r MARCEL DUFOUR (1).

Pour examiner le fond de l'œil, les oculistes emploient d'ordinaire la méthode d'examen ophtalmoscopique dite à l'image renversée. Cette méthode consiste à placer au voisinage immédiat de l'œil de l'observateur un miroir percé d'un trou, à renvoyer à l'aide de ce miroir un faisceau de lumière sur l'œil à examiner et à tenir à quelques centimètres de l'œil du patient une lentille d'une quinzaine de dioptries. Le système optique formé par le cristallin et la cornée de l'œil à examiner, d'une part, et par la lentille, d'autre part, fournit du fond de l'œil une image aérienne renversée, que l'observateur regarde à travers le trou du miroir.

Dans cette méthode, on peut être gêné par des reflets provenant de la réflexion de la lumière sur les faces de la lentille ophtalmoscopique, sur la face antérieure de la cornée et sur les faces du cristallin. Les débutants sont toujours très embarrassés par ces reflets, puis ils s'y habituent, et les oculistes savent, en tournant instinctivement la lentille ophtalmoscopique, placer ces reflets de manière à ce qu'ils ne soient plus gênants. Mais, à cause des aberrations de la lentille et de l'astigmatisme des faisceaux obliques, cette façon d'éliminer les reflets compromet les qualités optiques de l'image ; en outre, quand on veut examiner la macula, on ne peut se débarrasser du reflet qui la couvre que si la pupille de l'œil à examiner a été artificiellement dilatée. Il y a donc grand intérêt à perfectionner l'ophtalmoscopie en supprimant les reflets, et on a déjà imaginé un certain nombre de dispositifs qui permettent d'y arriver d'une façon plus ou moins complète. L'appareil le plus parfait est celui qui a été construit récemment par la maison Carl Zeiss, d'Iéna, sur les indications du professeur Allvar Gullstrand, d'Upsal.

Pour poser d'une façon précise la condition de l'ophtalmoscopie sans reflets ni voile, le D^r Gullstrand introduit la notion d'*espace de rayons*. L'espace de rayons d'un système optique est défini par l'ensemble des rayons lumineux qui passent à travers le système du premier milieu optique au dernier sans être arrêtés par les diaphragmes

Communication faite à la Société française de Physique : séance du mai 1912.

ou les montures des lentilles. Il est aisé de voir que *tout reflet gênant sera supprimé si le système d'éclairage et le système d'observation d'un ophthalmoscope sont disposés de telle sorte qu'aucune partie de la cornée et du cristallin de l'œil à examiner ne soit située à la fois dans les espaces de rayons de ces deux appareils*. Voilà la condition fondamentale de l'ophtalmoscopie sans reflets. Il faut bien d'ailleurs qu'une partie du fond de l'œil soit située à la fois dans ces deux espaces de rayons, puisque l'observateur doit voir une portion du fond de l'œil éclairée par la lampe.

Si la condition fondamentale qui vient d'être énoncée n'est pas exactement remplie, si, par exemple, une petite portion de la cornée se trouve à la fois dans l'espace de rayons du système d'observation et dans celui du système d'éclairage, le résultat sera compromis, à moins qu'on empêche le reflet cornéen de nuire. M. Gullstrand cherche à placer la lampe de telle sorte qu'aucun rayon lumineux envoyé par elle ne puisse, après réflexion sur la cornée ou sur les faces du cristallin, arriver à l'œil de l'observateur. Pour y arriver, il considère les espaces de rayons des trois systèmes catadioptriques que forme la pupille d'entrée du système d'observation respectivement associée, d'une part, à la lentille du système d'éclairage, et, d'autre part, à la cornée ou à chacune des deux faces du cristallin fonctionnant comme surfaces réfléchissantes dans l'œil à examiner, et il énonce la condition complémentaire suivante : *la source lumineuse doit rester en dehors de l'espace de rayons de chacun de ces trois systèmes catadioptriques*.

Les reflets dus à la réflexion régulière sur la cornée et les faces du cristallin seront ainsi supprimés. La lumière diffusée par la substance de la cornée et par celle du cristallin pourrait voiler l'image ; pour éviter ce *voile*, il suffit d'écartier l'un de l'autre dans la cornée et le cristallin l'espace de rayons du système d'éclairage et celui du système d'observation.

Pour faire une discussion serrée des méthodes de l'ophtalmoscopie sans reflets ni voile, M. Gullstrand a étudié la clarté des images fournies par les systèmes optiques, et le rôle des diaphragmes et des pupilles pour limiter ces images. *Il a reconnu que l'on pouvait réaliser les conditions de l'ophtalmoscopie sans reflets ni voile en formant dans la pupille de l'œil à examiner : 1° l'image de la pupille de l'observateur ; 2° l'image de la source lumineuse, ces deux images étant séparées par un certain intervalle*.

La *fig. 1* représente schématiquement le dispositif employé pour obtenir ce résultat. On y voit un tube vertical qui représente le *système d'éclairage* et un tube horizontal qui représente le *système d'observation*.

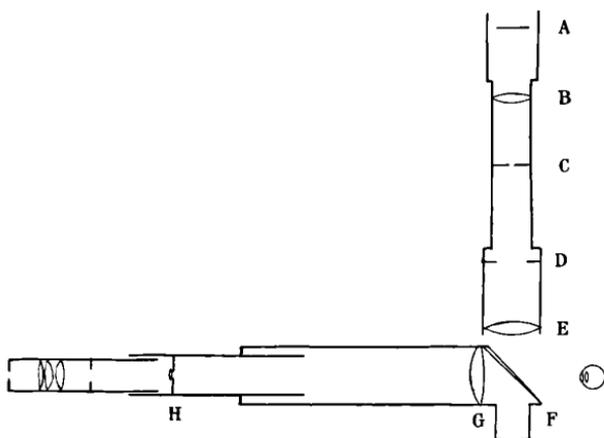


FIG. 1.

L'éclairage de la rétine de l'œil à examiner est proportionnel à la surface de l'image de la source lumineuse et à son éclat. Étant donné l'espace dont on dispose pour la placer, l'image de la source doit être très petite; il faut donc qu'elle ait un grand éclat. M. Gullstrand a choisi comme source lumineuse A le filament incandescent d'une lampe Nernst. Mais il ne suffit pas d'en former une image nette dans la pupille de l'œil à examiner : il faut éviter aussi toute lumière étrangère, en limitant convenablement la source à l'aide d'un diaphragme percé d'une fente rectangulaire étroite, et, comme on ne peut placer ce diaphragme au contact immédiat du filament incandescent, on commence par former, à l'aide d'une lentille B, une image réelle du filament sur la fente du diaphragme C. On a ainsi réalisé la *lampe Nernst à fente*. Si l'on veut obtenir de bons résultats, il est absolument nécessaire d'employer des lentilles rigoureusement aplanétiques. M. Gullstrand emploie des *lentilles aplanétiques asphériques*, ainsi nommées parce qu'une de leurs faces s'écarte légèrement de la forme sphérique. Ces lentilles suppriment l'aberration de sphéricité en un point de l'axe, et, en outre, elles satisfont à la *condition des sinus* ou *condition d'Abbe*; elles sont aplanétiques pour les points voisins de l'axe situés dans un plan de front déterminé. Une

seconde lentille asphérique E donne une image réelle de la fente éclairée. Par réflexion sur un miroir F, on projette cette image dans le plan de la pupille d'entrée de l'œil à examiner.

Quand on se sert d'un miroir percé d'un trou, comme le sont les miroirs de nos ophtalmoscopes ordinaires, ce trou joue le rôle d'un écran central et sa présence est nuisible à l'éclairage uniforme de l'image que l'on veut observer. Pour remédier à cet inconvénient, M. Gullstrand remplace le miroir opaque percé d'un trou par une glace sans tain. Comme, en général, une glace sans tain à faces parallèles donnerait de la fente lumineuse deux images distinctes, *la glace sans tain de l'ophtalmoscope de Gullstrand est une lame prismatique d'angle très petit, 15 minutes d'arc environ, présentant en son milieu une épaisseur de 1^{mm},5. Cette lame prismatique possède deux faces réfléchissantes, mais elle est calculée de telle sorte que, placée dans l'ophtalmoscope, elle donne de la fente deux images superposées. La coïncidence de ces deux images augmente encore l'éclat de la petite image définitive de la fente. Il faut prendre des précautions spéciales pour que la lumière venant de la fente et qui traverse sans se réfléchir cette lame à faces prismatiques ne soit pas gênante. Je n'insiste pas ici sur ce détail.*

Le système d'observation se compose essentiellement d'une lentille aplanétique asphérique G, qui, avec le système optique de l'œil à examiner, donne en H une image réelle et renversée du fond de cet œil. Cette image est observée à l'aide d'un microscope. Tout l'appareil est réglé de telle sorte que le plan de la pupille d'entrée de l'œil de l'observateur et le plan de la pupille d'entrée de l'œil à examiner soient conjugués l'un de l'autre. On remarquera sur la figure le diaphragme II, dont l'ouverture représente la pupille d'entrée du microscope. La lentille ophtalmoscopique aplanétique G en donne une image nette dans la pupille d'entrée de l'œil à examiner, et on fait, suivant les besoins, varier la distance entre cette image et l'image de la fente donnée par le système d'éclairage. Suivant les cas, on peut donner à l'ouverture du diaphragme II différents diamètres. Le réglage de la distance HG entre le diaphragme H et la lentille ophtalmoscopique G présente la plus haute importance pour l'observation monoculaire. Pour faire ce réglage, on applique le principe général du retour inverse des rayons lumineux. On place une lampe derrière l'oculaire, et on fait varier la distance entre II et G de telle sorte que l'image de la fente du système d'éclairage et

l'image du diaphragme H, reçues sur un même écran convenablement placé, soient nettes toutes les deux en même temps.

En enfonçant plus ou moins le tube de l'oculaire, et en faisant à l'occasion usage de lentilles complémentaires, on peut examiner des yeux dont l'état de réfraction est compris entre $+ 18$ D. et $- 30$ D. En employant différents oculaires, on peut faire varier le grossissement de l'appareil. Le plus fort grossissement que l'on puisse obtenir est d'environ trois fois le grossissement que donne la méthode ophtalmoscopique dite à l'image droite ordinaire.

M. Gullstrand appelle *ophtalmoscopie centrée* la méthode ophtalmoscopique dans laquelle l'image que le système d'observation donne de la pupille de l'œil observateur est exactement centrée sur la pupille d'entrée de l'œil à examiner. C'est la méthode qui permet d'atteindre le plus fort grossissement, parce que, dans cette méthode, ce sont les parties centrales des cornées qui sont utilisées au point de vue optique pour la formation de l'image, et que, dans ces conditions, les aberrations étant réduites au minimum, l'image est plus pure, plus riche en détails et peut être examinée avec avantage au moyen d'un microscope plus puissant. La *fig. 2* représente la disposition relative de l'image du filament de la lampe Nernst et de l'image de la pupille de l'observateur dans la pupille d'entrée de l'œil à examiner.

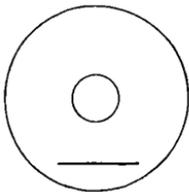


FIG. 2.

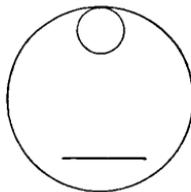


FIG. 3.

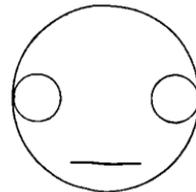


FIG. 4.

M. Gullstrand appelle *ophtalmoscopie acentrée* les méthodes ophtalmoscopiques dans lesquelles la pupille de l'œil observateur ne forme pas son image au centre de la pupille d'entrée de l'œil à examiner. Ce que nous avons dit plus haut relativement à l'élimination de la lumière réfléchie et de la lumière diffusée s'applique encore aux cas où la pupille de l'œil observateur ne forme pas son image au centre de la pupille d'entrée de l'œil à examiner. En plaçant l'image de la source lumineuse vers une extrémité d'un diamètre de

la pupille d'entrée de l'œil à examiner, et l'image de la pupille de l'œil observateur vers l'autre extrémité de ce diamètre, on augmente notablement leur distance, et le champ ophtalmoscopique sans reflets ni voile se trouve agrandi. Pour une même grandeur de pupille de l'œil à examiner, on obtient un champ plus grand, et on peut utiliser cet avantage pour avoir, quand la pupille est préalablement dilatée, de grandes vues d'ensemble du fond de l'œil.

La *fig. 3* représente la disposition de l'image du filament de la lampe Nernst et de l'image de la pupille de l'observateur dans la pupille d'entrée de l'œil à examiner.

L'*ophtalmoscopie stéréoscopique* occupe, parmi les méthodes de l'ophtalmoscopie acentrée, une place spéciale, parce que l'axe de symétrie des deux systèmes ophtalmoscopiques placés, l'un devant l'œil droit et l'autre devant l'œil gauche de l'observateur, passent par le centre de la pupille de l'œil à examiner. Pour faire de l'ophtalmoscopie stéréoscopique on remplace le microscope monoculaire, dont il a été question jusqu'ici, par une loupe binoculaire à prismes : les oculaires de cette loupe peuvent être éloignés l'un de l'autre à volonté, et l'observateur les règle selon l'écartement de ses yeux. Pour voir le fond de l'œil avec le relief le plus marqué possible, il convient de placer les images des deux pupilles de l'observateur aux deux extrémités du diamètre horizontal de la pupille d'entrée de l'œil à examiner. La *fig. 4* représente la disposition que l'on peut donner à l'image du filament de la lampe Nernst et aux images des pupilles de l'observateur dans la pupille d'entrée de l'œil à examiner. En employant au besoin des lentilles complémentaires, on peut voir nettement et en relief le fond de l'œil chez des sujets fortement hypermétropes, les opérés de cataracte par exemple, ou chez des myopes dont l'amétropie se trouve corrigée par des verres concaves de moins de 36 dioptries.

Quand on fait de l'ophtalmoscopie stéréoscopique, le grossissement ne doit pas dépasser le grossissement que donne la méthode de l'image droite ordinaire : en effet, à cause de la position excentrique des images des pupilles d'entrée de l'observateur, l'image ophtalmoscopique est moins pure que dans l'ophtalmoscopie centrée, et il n'y a pas avantage à l'agrandir beaucoup.

Les lecteurs désireux d'avoir plus de détails sur la question pourront consulter la note que j'ai présentée au Congrès de la Société

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. CLIV, n° 16, 17, 18, 19 et 20; avril-mai 1912.

YVES DELAGE. — Bathyrhéomètre enregistreur. — P. 954.

Historique. L'appareil se compose d'une sphère creuse en cuivre de densité moyenne totale inférieure à celle de l'eau, sphère reliée à un traîneau lesté par une tige qui la retient au fond de la mer. La sphère est liée invariablement à la tige qui peut s'incliner dans tous les azimuths, mais non tourner autour de son axe. Un pendule fixé à l'intérieur de la sphère, au point diamétralement opposé à celui par lequel elle est fixée sur sa tige restant toujours vertical, indiquera sur un cylindre enregistreur à la fois la direction et la vitesse du courant. Détails de construction. — Pour que l'orientation du traîneau soit connue, on y adapte une boussole dont un mouvement d'horlogerie immobilisera l'aiguille au bout d'une heure ou deux.

J. BOSLER et P. IDRAC. — Sur le spectre de l'étoile nouvelle des Gémeaux.
P. 961.

FR. INIGUEZ. — Id. — P. 962.

Ce spectre présente la série complète des raies brillantes de l'hydrogène; celles-ci, doubles et renversées, sont déplacées fortement vers le rouge et accompagnées d'une raie noire extrêmement large déplacée vers le violet. Le spectre d'absorption de ces raies a subi avec le temps des modifications profondes.

On remarque jusque vers λ 365 un spectre continu qui est formé de bandes alternativement obscures et brillantes, variant aussi avec le temps.

Je rappellerai seulement ici que mon collègue et ami, M. le Dr Th. Guilloz, professeur adjoint à la Faculté de Médecine de Nancy, s'est occupé, il y a une quinzaine d'années, de l'ophtalmoscopie sans reflets, et que vers 1902 il a proposé d'employer pour l'endoscopie le filament de la lampe Nernst.

La raie principale des nébuleuses s'observe dans le spectre, accompagnée de λ 492; par suite la transformation en nébuleuse de l'étoile étudiée est déjà commencée.

B. MAYOR. — Sur les déformations de certains systèmes élastiques. — P. 967.

Théorie mathématique.

EMILE BOREL. — Les bases géométriques de la mécanique statistique. Modèles arithmétiques et analytiques de l'irréversibilité apparente. — P. 970 et 1148.

Théorie.

J. BERGONIÉ. — La foudre fuit-elle les conducteurs doués de self ? Coup de foudre en spirale. — P. 973.

Étude d'un coup de foudre, survenu le 20 mars dans la commune de Saint-Morillon, près de la Flouquette.

La décharge électrique le long d'un poteau, sans fer ni veine plus ou moins pourrie ou conductrice, a suivi une ligne spirale très nette. La foudre ne fuit donc pas les conducteurs doués de self.

G. DAUZÈRE. — Sur la stabilité des tourbillons cellulaires. — P. 974.

DESLANDRES. — Remarques. — P. 976.

Les tourbillons obtenus avec la cire d'abeilles blanche du commerce ont une stabilité qui diffère beaucoup de celle des tourbillons de M. Bénard. Cette différence peut s'expliquer par une modification de la tension superficielle du liquide résultant du traitement auquel il a été soumis (ébullition de la cire avec l'eau). En outre, la stabilité dépend de la température.

L'auteur a vérifié l'analogie signalée par M. Bénard entre les cellules tourbillons et les cellules de ferments (levure de bière, etc. ; le mode de croissance et de multiplication est le même.

M. Deslandres rappelle l'intérêt que présentent les belles expériences de MM. Bénard et Dauzère au point de vue de la météorologie et de l'astronomie.

A. BLONDEL. — Sur un électro-chronographe à étincelles synchronisées. — P. 977.

Pour rendre rigoureuse la méthode électro-photographique pour l'enregistrement et la mesure des vibrations sonores par l'oscillographe, on devra produire des étincelles synchrones éclairant, pendant un temps très court, la fente ou la lentille cylindrique placée devant la bande photographique.

Pour cela, on fera vibrer le trembleur de la bobine d'induction qui produit les étincelles [par décharge d'un condensateur chargé par le secondaire dans un déflagrateur à pointes anti-arc (Fe, Zn, Mg, etc.)] non pas directement, mais par l'action d'un courant réglé par un électro-diapason bien régulier et muni du dispositif de M. Guillet. En dérivation, la bobine de cet électro-diapason sera alimentée par un petit électro-aimant agissant sur un trembleur indépendant (lame vibrante épaisse de fréquence propre notablement supérieure à celle de l'électro-diapason, ce qui permet de bien syntoniser le trembleur avec l'électro).

C. CAMICHEL. — Sur la mesure des différences de phase de deux courants alternatifs. — P. 980.

1° Si l'on compose trois champs rectangulaires sinusoïdaux :

$$x = H \cos \omega t, \quad y = H \sin \omega t, \quad z = H \sin(\omega t - \varphi),$$

le champ résultant tourne dans un plan P dont la trace sur le plan des xy fait l'angle φ avec OX. Une plaque de tôle mince se placera parallèlement à ce plan P ; de même une bobine plate suspendue à la Cardan donne un son nul dans un téléphone, quand le plan des spires est parallèle au plan P ;

2° On peut utiliser la méthode d'analyse des vibrations elliptiques. Le compensateur sera ici une self ou une capacité ; le nicol sera remplacé par une bobine plate reliée à un téléphone ;

3 Un transformateur à noyau de fer feuilleté a son primaire formé par deux enroulements a (self l_1) et b (self l_2). Le secondaire c est relié à un téléphone. Si les enroulements sont identiques, $l_1 = l_2 = m$ (coefficient d'induction mutuelle), et, si les deux circuits sont traversés par des courants alternatifs égaux et de signe contraire, on n'entend rien au téléphone.

On dérive alors sur la même f. é. m. alternative : 1° a et une self λ ; 2° b et une self inconnue x . On donne aux deux dérivations la même résistance. Quand $x = \lambda$, tout s'éteint dans le téléphone, d'où la mesure des selfs.

B. SZILARD. — La radioactivité des sources thermales de Saint-Lucasbad (Hongrie). — P. 981.

Cette eau contient au griffon $32,5 \cdot 10^{-10}$ curie d'émanation du radium par litre d'eau, et les gaz au griffon renferment $90,8 \cdot 10^{-10}$ curie d'émanation par litre de gaz. La boue contient, par gramme, la quantité de radium correspondant à $9,5 \cdot 10^{-10}$ gramme de bromure de radium.

ALBERT BRUNO et P. TURQUAND D'AUZAY. — Sur le dosage des sulfates en solution par la volumétrie physico-chimique. — P. 984.

La méthode des conductibilités (mesure des conductibilités après additions successives de baryte) appliquée au dosage des sulfates des vins ne comporte aucune certitude de précision.

PAUL GAUBERT. — Sur la polarisation circulaire des cristaux liquides. — P. 995.

Une pression produite avec la pointe d'une aiguille sur le couvercle d'une préparation microscopique d'un liquide biréfringent, de molécules orientées de manière que l'axe optique soit perpendiculaire à la lame, donne un sphérolite à croix noire, de centre au point touché. Les fibres ont un allongement positif ou négatif, selon que les cristaux sont optiquement positifs ou négatifs. Si la substance examinée ne donne pas de teinte épipolique, rien de particulier ; si elle donne des couleurs épipoliques, les sphérolites, au nicol, sont divisés par deux diamètres rectangulaires dont l'un coïncide avec la section du nicol. Si l'analyseur est orienté suivant NS, les quadrants NO, SE sont rouges ou verts, les deux autres incolores, quand la lumière réfléchie est verte ou rouge. Avec deux nicols croisés, les quatre quadrants ont des couleurs un peu différentes. Explication. Si la substance est colorée, on observe à la fois, avec un nicol, le polychroïsme normal des fibres et le polychroïsme précédemment indiqué.

RAPHAËL DUBOIS. — Sur les propriétés physiques de la lumière physiologique. P. 1001.

Réclamation de priorité.

HENRI PERROTIN. — Essai de représentation de la température en fonction de la nébulosité. — P. 1014.

Si n est la nébulosité moyenne d'un mois de juillet pour une station de l'hémisphère nord, t la température moyenne observée, on a sensiblement $t = t_0 + an$.

Tableau du mois de juillet; n sensiblement voisin de 1.

Sur l'éclipse de Soleil du 17 avril 1912.

VIOLLE; p. 1017. — BASSOT; p. 1018. — DESLANDRES; p. 1019. — BIGOURDAN; p. 1025. — BAILLAUD; p. 1032. — CH. ANDRÉ; p. 1036. — FOURNIER et BOURGEOIS; p. 1060. — JOSEPH EYSSÉREC; p. 1062. — LOUIS FABRY; p. 1063. — STEFANIK; p. 1064. — FR. INIGUEZ; p. 1066. — D. EGINITIS; p. 1067. — LEBEUF; p. 1069. — COSSERAT; p. 1070. — HENRY BOURGET; p. 1070. — E. CARVALLO; p. 1072. — A. ANGOT; p. 1118. — CARIMEY; RAVEAU et STABLO; p. 1138. — A. DE LA BAUME-PLUVINEL; p. 1139. — R. JOUAUST et P. DE LA GORCE; p. 1141. — FRED VLES et JACQUES CARVALLO; p. 1142. — DE VANSSAY, COT et COURTIER; p. 1200. — P. SALET; p. 1204. — L. PICART; p. 1204. — J.-J. LANDERER; p. 1279. — JULES BAILLAUD; p. 1281. — F. CROZE et G. DEMETRESCQ; p. 1284.

Observations de l'heure des contacts aux diverses stations. A l'observatoire, les contacts extérieurs eurent lieu à $10^h 48^m 52^s$ et $13 32^m 30^s$ environ. Mesures de la direction et de la longueur de la corde commune.

L'éclipse a été presque annulaire, et il est toujours resté quelques grains de Baily autour de la Lune; sa ligne de centralité était vers le milieu de l'intervalle entre la ligne de la connaissance des temps et celle des éphémérides américaines.

De nombreuses épreuves furent prises des protubérances, de la couronne intérieure, des couches supérieures de la chromosphère; on a obtenu des spectres du croissant et de la couche renversante. Au bord ouest, la mesure rapide de la raie verte de la couronne $\lambda 530$ a donné $5303^{\text{a}}, 7$ environ.

On a constaté une anomalie de la déperdition électrique. Le *ther-*
J. de Phys., 5^e série, t. II. Juin 1912. 32

momètre a baissé au moment de l'éclipse ; l'hygromètre a monté ; le baromètre, le magnétomètre, le vent n'ont pas donné de variations.

Les mesures d'éclairement ont montré qu'il a crû plus vite qu'il n'a décrû.

Il n'y a pas eu de récrudescence d'éclat sur le disque du Soleil au voisinage du bord de la Lune.

Peu après le premier contact, la lumière de l'éclipse a été plus rouge, puis est devenue considérablement plus violette que la lumière des jours suivants : il semble que le jour de l'éclipse la lumière du bord du Soleil était plus riche en violet que celle du centre.

Les objets terrestres présentaient une teinte cendrée ; au nord d'Épernon, quelques minutes avant la phase centrale, l'horizon présentait sur son pourtour une bande uniforme mauve ; une seconde bande plus claire formait transition avec le bleu du ciel, plus foncé qu'à l'ordinaire. La marche de la Lune amena la décoloration des deux bandes ; puis, au nord-est, on vit une ombre au-dessus de l'horizon, le centre de cette ombre faisant un petit angle vers le nord avec la parallèle à la ligne de centralité.

Dans l'image spectrale de la partie du bord comprenant le pôle nord du Soleil, apparurent plusieurs arcs colorés monochromatiques (rouge, vert, bleu) offrant les caractères de la chromosphère. De même des arcs analogues (dont un jaune) traversaient la bandestriée formée par les spectres continus. On a constaté aussi de nombreuses inversions des lignes spectrales, qui donnent lieu au spectre éclair dans les éclipses totales.

Enfin, le diamètre minimum et le diamètre maximum de la Lune diffèrent de celui du Soleil d'environ $-1''{,}2$ et $+0''{,}8$.

PAUL APPELL. — Aperçu sur l'emploi possible de l'énergie d'accélération dans les équations de l'électrodynamique. — P. 1037.

Théorie mathématique.

A. CHAUVEAU. — Inversions stéréoscopiques provoquées par l'association de deux systèmes d'impressions rétinienne en opposition, d'inégale puissance. Influence de l'impression prépotente. — P. 1046 et 1131.

La cause immédiate des inversions stéréoscopiques provoquées par l'association d'impressions rétinienne en opposition reside dans l'inégalité de leur perceptibilité, quelle qu'en soit l'origine. Que

cette inégalité résulte d'une différence dans la puissance des effets réciproquement inversés de ces impressions, ou dans celles des traits qui dessinent les stéréogrammes d'où elles proviennent, la prépondérance des impressions dominatrices se présente toujours comme la clef du mécanisme de l'inversion des impressions dominées.

CH. FREMONT. — Distribution des déformations dans les métaux soumis à des efforts. Cas du plissement des tuyaux. — P. 1081.

Sous la pression, les génératrices se raccourcissent, et, comme les extrémités sont gênées dans leur épanouissement, il se forme, contre chaque base et sur chaque génératrice, une incurvation en arc de cercle. La moins résistante continuera seule à se déformer, d'où un bourrelet saillant, et la plus résistante, par réaction, est refoulée vers l'intérieur. Puis un second bourrelet se forme près du premier à cause de la rétreinte, etc.

Si pour une raison quelconque il se produit un pli transversal interne, il se fera aux extrémités de ce pli deux bosses proéminentes.

G. KOENIGS. — Sur le cycle de Joule. — P. 1082.

Si, pour le corps évoluant, le rendement du cycle de Joule n'est fonction que des pressions extrêmes, le potentiel thermodynamique $G(p, S)$ (p , pression ; S , entropie) doit être de la forme :

$$g(p, S) = f(p) h(S) + g(p);$$

$f(p)$, fonction positive et croissante de p ;

$h(S)$, fonction croissante de S .

Alors, en se plaçant au point de vue des pressions au lieu des températures, le cycle de Joule offre les mêmes propriétés que le cycle de Carnot.

SAMUEL LIFCHITZ. — Écartement des particules dans le mouvement brownien. Formation des tourbillons. — P. 1084.

Photographies montrant qu'un choc sonore très rapide produit dans un gaz des tourbillons microscopiques, dont la vitesse rotatoire dépend de la période du choc.

MAURICE HAMY. — Sur le régulateur de température en service au spectrographe stellaire de l'Observatoire de Paris. — P. 4128.

Dessin. Un tube, très long et recourbé, contient au-dessus de la créosote, au-dessous du mercure. Un contact est toujours dans le mercure ; l'autre contact, dès qu'il est atteint par le mercure, fait passer un courant auxiliaire dans un relais, d'où rupture du courant dans la résistance montée à l'intérieur du spectrographe.

G. RIBAUD. — Sur l'apparition de nouvelles raies dans un tube de Geissler à brome placé dans un champ magnétique. — P. 4151.

Les changements de coloration observés dans un tube de Geissler quelconque placé dans un champ magnétique perpendiculairement au champ sont dus à une modification du régime de décharge. La décharge d'une batterie d'accumulateurs, continue en l'absence du champ, devient discontinue, et les capacités situées dans le circuit donnent alors une décharge plus ou moins condensée.

R. FORTRAT. — Structure de quelques bandes spectrales (1). — P. 4153.

Bande verte du carbone :

$$N = 25,45m^2 + 24,163m + 935.936 - 0,0006m^4.$$

Bande des carbures d'hydrogène :

$$N = 47m^2 + 90m + 2.270.000 - 6 \cdot 10^{-7} m^6$$

(manquent $m = 30$ et $m = 31$).

Bandes de l'eau : Leurs têtes ont pour longueurs d'onde :

$$\lambda = 3064, \quad 2811, \quad 2608, \quad 2449.$$

Courbe représentative.

(1) Voir aussi *C. R.*, t. CLIV, p. 869.

JEAN MEUNIER. — Sur la combustion gazeuse tourbillonnaire et sur son analogie avec les apparences des nébuleuses et des comètes. — P. 1156.

Le jet enflammé d'un chalumeau, par suite de sa vitesse, provoque autour de lui une extinction dans la flamme qu'il frappe et y fait apparaître un vide obscur bordé par un bourrelet lumineux.

Ce bourrelet, de face, présente dans le sens de sa courbure génératrice plus ou moins ouverte des rayures alternativement brillantes et obscures. Elles accompagnent la flamme spirale, visible dans la tranche du bourrelet (photographies).

Certaines comètes et nébuleuses présentent les mêmes aspects. L'astre, constitué par le noyau pouvant être partie solide, partie gazeux, pénétrerait en approchant du Soleil dans des milieux gazeux combustibles ; cette matière gazeuse, issue principalement du Soleil, s'en éloignerait et tracerait la direction changeante de la queue.

PAUL BARY. — Valeur approchée du poids moléculaire du caoutchouc. — P. 1151.

En combinant soufre et caoutchouc jusqu'à ce que le corps devienne à froid insoluble dans le benzène, on a un corps $C^{(10)H^{(6)}}nS^2$. Comme la plus faible vulcanisation du caoutchouc correspond à 2,5 0,0 de S combiné, n est peu différent de 20, d'où le poids moléculaire peu différent de 2720.

N.-L. MÜLLER. — Remarque sur les communications de M. Pierre Achalme : du rôle des électrons interatomiques dans la catalyse et dans l'électrolyse (1). — P. 1160.

P. ACHALME. — P. 1161.

Réclamation de priorité. Réponse.

E. RABIOULLE. — La latitude de l'observatoire de Toulouse. — P. 1207.

Utilisation de l'astrolabe à prisme.
Latitude 43° 36' 43",5.

(1) C. R., t. CLIV, p. 352 et 647.

Louis ROY. — La loi adiabatique dynamique dans le mouvement des fils.
P. 1213.

Théorie mathématique.

L. RIÉTY. — Force électromotrice produite par l'écoulement
des solutions salines dans les tubes capillaires. — P. 1215.

Expériences avec des pressions pouvant atteindre 300 atmosphères. La différence de potentiel rapportée à une atmosphère portée en ordonnées et les concentrations en molécules-grammes portées en abscisses donnent une courbe hyperbolique d'asymptotes? les deux axes. Pour SO^4Zn , la f. é. m. est plus grande que pour SO^4Cu . Pour $(\text{NO}^3)^2\text{Cu}$, la f. é. m. est plus grande que pour SO^4Cu pour les solutions à moins de $\frac{2}{10}$ de molécule-gramme par litre et plus faible ensuite. Pour SO^4Cu , SO^4Zn , le potentiel est plus élevé à la sortie du tube qu'à l'entrée; c'est l'inverse pour CuCl^2 , $(\text{NO}^3)^2\text{Cu}$, $(\text{NO}^3)^2\text{Zn}$.

La f. é. m. de filtration décroît avec le temps vers une limite pour les sulfates, croît au contraire pour les azotates.

G.-D. HINRICHS. — Sur les erreurs systématiques des opérations chimiques faites pour la détermination des poids atomiques. — P. 1217.

Discussion montrant que $\text{Ag} = 108$, $\text{Cl} = 35,5$, $\text{N} = 14$, $\text{O} = 16$ exactement.

SAMUEL LIFCHITZ. — L'écartement des particules dans le mouvement brownien. Phénomène des bords. — P. 1218.

Étude de l'écartement sur les bords du condensateur ultramicroscopique de Leitz. Au moment où l'étincelle éclate, les particules sur la surface de l'ouverture se meuvent perpendiculairement aux extrémités des bords, en général de l'intérieur à l'extérieur. Tout se passe comme s'il y avait dilatation de l'air au milieu du trou. Le phénomène des bords est d'autant plus grand que le nombre des oscilla-

tions est plus grand ; il croît d'autant plus vite que l'étincelle devient plus grande ; il croît avec la capacité.

JEAN ESCARD. — Sur un densivolumètre à niveau applicable à la détermination rapide de la densité des solides : minéraux et produits industriels. — P. 1243.

Dessin de l'appareil, fondé sur le même principe que les précédents (1).

L. HOULLEVIGUE. — Sur les rayons cathodiques à faible vitesse produits par les lampes à incandescence. — P. 1221.

Le pinceau lumineux obtenu par l'auteur (2) obéit aux lois de l'électromagnétisme ; c'est un pinceau cathodique. Une augmentation très légère du voltage aux bornes du filament incandescent accroît considérablement sa courbure dans un champ magnétique ; il existe donc dans l'ampoule un champ antagoniste qui ralentit la vitesse des électrons. Enfin ce pinceau ne produit pas la fluorescence, ce que fait la lumière diffuse qui l'accompagne.

CH. FABRY et H. BUISSON. — Sur la largeur des raies spectrales et la production d'interférence à grande différence de marche (3). — P. 1224.

On sait que les lignes d'émission des gaz ont toujours dans le spectre une largeur finie Δ :

$$\Delta = 0,82 \cdot 10^{-6} \lambda \sqrt{\frac{T}{m}}.$$

λ , longueur d'onde de la raie ; T, température absolue de la source ; m, masse atomique du métal.

On peut mesurer ces largeurs en cherchant la limite jusqu'à laquelle les interférences sont observables : si N est le numéro d'ordre correspondant à la limite de visibilité des franges, aux faibles pressions, on a :

$$N = \frac{\lambda}{\Delta} = 1,22 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{m}{T}}.$$

Voir ce vol., p. 314.

- C. R., 8 mai et 26 juin 1911.

Voir ce vol., p. 412.

Ex. : Hg, $m = 200$, $T = 400$, $N = 860.000$ (770.000 expérimentalement). L'étude des tubes à hélium, néon, krypton a donné : hélium (raie 5876), 144.000 ; néon (raie 5852), 324.000 ; krypton (raie 5570), 600.000. La formule donne 144.000, 321.000, 597.000. Dans l'air liquide, on a pour les trois gaz respectivement 241.000, 515.000, 950.000, les raies devenant plus fines (raie du krypton, 0,006 angström). Ces résultats confirment la théorie cinétique des gaz ; la masse des particules lumineuses est de l'ordre de grandeur de celle des atomes ; la température du gaz lumineux est voisine de celle du milieu ambiant.

L. BULL. — Sur une illusion d'optique perçue au moment du clignement des yeux. — P. 1251.

Au moment du clignement des yeux, les roues d'une voiture en mouvement rapide apparaissent. Ceci est dû à un déplacement de l'image sur la rétine ; les globes oculaires se déplacent et donnent lieu au même déplacement de l'image sur la rétine qu'une translation de l'objet en sens inverse du mouvement.

VICTOR HENRI et ALBERT RANC. — Décomposition de la glycérine par les rayons ultra-violetts. — P. 1261.

Il y a production d'aldéhyde formique, d'acides et d'autres produits à fonction aldéhydique. L'eau oxygénée renforce cette dégradation.

D. EGINITIS. — Sur les derniers grands tremblements de terre de Céphalonie, Zante. — P. 1264.

Effets produits. Enregistrement. La vitesse de propagation des ondes préliminaires augmente constamment avec la distance épacentrale.

LECORNU. — Sur la flexion d'une poutre encastree. — P. 1269.

On sait que l'on a :

$$f = \frac{Pl^3}{3EI} ;$$

f , flèche de la poutre horizontale de longueur l ; E , coefficient d'élasticité; I , moment d'inertie de la section droite; P , force appliquée verticalement à l'extrémité libre.

On peut aussi obtenir (Clebsch) :

$$f = \frac{P}{EI} \left(\frac{l^3}{3} + cl \right).$$

L'auteur montre que ces deux formules s'accordent dans le cas pratique où la tangente à la fibre moyenne au centre de gravité de la section d'encastrement demeure horizontale.

A. DE LA BAUME-PLUVINEL et F. BALDET. — Sur le spectre de la comète Brooks (1911, c). — P. 1286.

Ce spectre ressemble au spectre normal des comètes; mais, en septembre et octobre, des radiations inconnues, entre λ 4100 et λ 4000, ont subi une diminution d'intensité, tandis que le spectre continu et celui de la queue augmentaient d'intensité. Les gaz émettant ces radiations inconnues ont donc dû se dissocier, et les produits de cette dissociation ont donné naissance à la queue et au spectre continu.

ALPHONSE BERGET. — Aréomètre à immersion totale sans correction capillaire. P. 1295.

Il est constitué par un flotteur de verre lesté par du mercure, complètement immergé dans l'eau étudiée qu'on placera dans une cuve fermée par des glaces à faces parallèles. Ce flotteur est retenu par un ressort spiral en invar dont on mesurera l'allongement au cathétomètre.

V. VERMOREL et E. DANTONY. — Tension superficielle et pouvoir mouillant des insecticides et fongicides. Moyen de rendre mouillantes toutes les bouillies cupriques ou insecticides. — P. 1300.

Le pouvoir mouillant d'une solution à l'égard des végétaux dépend plutôt de la facilité avec laquelle cette solution donne des lamelles liquides et de la résistance de ces lamelles que de la tension superficielle; de plus ce pouvoir mouillant est fonction du végétal ou de l'organe mouillé.

Il suffit d'ajouter à 1 hectolitre d'une bouillie quelconque de 10 à 15 grammes de gélatine préalablement dissoute dans un peu d'eau chaude pour obtenir une mixture mouillant très bien les feuilles de vigne et les jeunes grappes.

ERNEST ESCLANGON. — Nouvelles recherches sur l'intensité de la pesanteur dans le sud-ouest de la France. — P. 1316.

Tableau. La pesanteur, rapportée à celle de Paris regardée comme normale, est très approximativement normale dans le sud-ouest de la France, légèrement en défaut à l'intérieur des terres, légèrement en excès au bord de l'Océan.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXIII; avril 1912.

J.-J. THOMSON. — Ionisation par les corpuscules électrisés en mouvement. — P. 449-457.

Ce mémoire commence par l'établissement de la relation entre le nombre d'ions N produits par centimètre cube par un corpuscule cathodique et l'énergie cinétique T de celui-ci; en première approximation, les deux quantités sont inversement proportionnelles :

$$N = \frac{nce^4}{WT},$$

où W est l'énergie nécessaire pour qu'un corpuscule s'échappe de l'atome, n le nombre de corpuscules par atome ramené à l'unité de volume du gaz, e la charge d'un électron.

Cette formule s'accorde bien avec les résultats expérimentaux de Glasson ⁽¹⁾ et aussi, à ce qu'il semble, avec ceux que Eve ⁽²⁾ a obtenus avec les rayons β .

En partant de l'ionisation relative des différents gaz par les rayons β ⁽²⁾, on peut calculer W ; c'est l'hydrogène qui s'ionise le plus facilement.

(1) *Phil. Mag.*, t. XXII, p. 647; voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 933; 1911.

(2) KLEEMAN, *Proc. Roy. Soc.*, LXXIX, p. 220.

Dans le cas des rayons positifs, il faut tenir compte de la masse des particules α .

Quand un corpuscule libre rencontre un ion positif, il se produit, au moment de l'approche, une variation brusque d'énergie cinétique; pendant cette accélération, il y a dispersion d'énergie radiante; on a une série d'impulsions périodiques. La température d'un corps qui aurait la même énergie que les corpuscules serait très élevée. Il s'ensuit, d'après la loi de Wien, que le maximum de l'énergie spectrale se placerait très loin dans l'ultra-violet (3×10^6 centimètre); si, d'autre part, les atomes nécessitent un très grand voltage pour se dissocier, le maximum d'énergie se placera dans une région de longueur d'onde encore plus faible (10^{-8} centimètre). Ce serait la « radiation caractéristique de Röntgen » découverte par Barkla. L'existence de la vitesse critique est un point d'appui pour la théorie précédente (1).

L'énergie cinétique des corpuscules libres étant proportionnelle à la température absolue, plus celle-ci sera élevée, plus un corps matériel pourra absorber d'énergie; au voisinage du zéro absolu, l'absorption diminue indéfiniment; on retrouve ainsi les résultats de Nernst et la formule de la chaleur spécifique d'Einstein.

K.-T. COMPTON. — Influence de la différence de potentiel de contact entre les plaques émettant ou recevant des électrons mis en liberté par les radiations ultra violettes sur la mesure des mobilités de ces électrons. — P. 579-593.

La source lumineuse est un arc au fer; la différence de potentiel de contact suffit à mettre en mouvement les électrons; une fois cette correction faite, la mobilité semble indépendante de la nature du métal et les courbes de courant coïncident.

Il y a vraisemblablement une relation étroite entre la fatigue photoélectrique et la variation de la différence de potentiel de contact avec le temps.

A. GRUMBACH.

A.-W. PORTER. — Note sur la viscosité des liquides. — P. 458-462.

Quand on examine deux liquides dans un intervalle de température suffisant, on peut en général trouver une température pour le

¹ Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. 1, p. 842; 1911.

second liquide à laquelle sa viscosité est la même que celle du premier liquide à une autre température. Si T et T_0 sont ces deux températures, l'auteur a trouvé que $\frac{T}{T_0}$ est une fonction linéaire de T .

Ce résultat, analogue à celui que l'on rencontre dans l'étude des pressions de vapeur, a conduit Porter à chercher entre ces deux phénomènes des relations simples; en particulier, si l'on prend comme axes les logarithmes de la pression de vapeur d'une part, de la mobilité d'autre part, pour le mercure et l'eau, on obtient deux droites, les écarts n'excédant pas $\frac{1}{200}$.

N. CAMPBELL. — L'ionisation par les rayons α . — P. 462-483.

L'auteur établit que les rayons δ n'ont pas, comme on l'avait supposé, une vitesse initiale de l'ordre de 20 volts; que, pour des faibles vitesses initiales, leur production est indépendante de la nature de la matière excitée et de la vitesse des rayons α générateurs; que le nombre de rayons émis est indépendant de la nature de la surface en expérience, ce qui confirme l'hypothèse que les rayons α ionisent tous les atomes qu'ils traversent, quelle que soit leur nature.

S.-R. MILNER. — Le viriel d'un mélange d'ions. — P. 551-578.

Mémoire mathématique dans lequel l'auteur calcule le viriel d'un mélange de N ions positifs et négatifs, en supposant que les ions de même signe se repoussent, ceux de signe contraire s'attirent en raison inverse du carré de la distance et proportionnellement à leur charge.

H. VIGNERON.

S.-H. SHOTER. — Sur l'application de la théorie du potentiel chimique à la théorie thermodynamique des solutions. — P. 483-494.

Ce mémoire purement mathématique est la continuation d'un premier travail ⁽¹⁾.

L'auteur traite les questions suivantes :

(1) *J. de Phys.*, ce vol. p. 63.

- 1° Théorie de la pression osmotique ;
- 2° Théorie thermodynamique de l'équilibre entre la solution et le corps solide ;
- 3° Relation entre la pression osmotique, la tension de vapeur et le point de congélation.

E.-W. HUNTINGTON. — Sur une nouvelle manière d'envisager le principe de relativité. — P. 494-513.

L'auteur cherche à établir une théorie qui soit « débarrassée de la moindre apparence paradoxale ».

Il suppose qu'un plan immobile dans l'éther est habité par des êtres intelligents, capables de communiquer entre eux, mais qui ne *peuvent* pas se déplacer. Chaque observateur possède une horloge réglable. Huntington montre comment deux observateurs A et B sont en situation, au moyen de signaux lumineux, de régler leurs horloges pour que :

- 1° Elles marchent uniformément ;
- 2° Elles soient synchrones avec une horloge centrale O ;
- 3° L'origine des temps soit la même pour toutes.

Ceci étant, les observateurs peuvent déterminer l'abscisse et l'ordonnée d'un point quelconque du plan par rapport à deux axes fixes, ce qui leur permet de connaître la distance de deux points.

L'auteur examine ensuite ce qui se passe pour un aviateur qui vole au-dessus du plan d'abord immobile, puis ensuite le cas d'un plan animé dans l'éther d'un mouvement de translation uniforme. Il est ainsi conduit, par une longue série de théorèmes, au principe de relativité.

R.-D. KLEEMAN. — Sur la loi d'attraction moléculaire. — P. 656.

Note très courte où l'auteur cherche à démontrer que le raisonnement donné par Tyrer (4) est inexact. L'attraction moléculaire dépendrait de la température.

J. de Phys., voir ce vol., p. 225.

E.-E. BUCKINGHAM. — Sur une échelle de temps. — P. 651-652.

D'après l'auteur, « demain » diffère qualitativement « d'aujourd'hui » de la même façon que la chaleur de l'été diffère du froid de l'hiver; il en résulte que, comme pour la température, le choix d'une échelle de temps ne s'impose à nous que par sa commodité.

Actuellement l'échelle de temps choisie résulte de la loi de Newton : un corps soustrait à toute action extérieure doit parcourir des espaces égaux dans des temps égaux.

On peut évidemment choisir une autre échelle; l'auteur propose de définir le temps par les équations de Maxwell.

NEVIL MASKELYNE. — Sur la trisection de l'angle. — P. 646-647.

L'auteur prétend avoir trouvé une solution *exacte* (1) de la trisection de l'angle au moyen de la règle et du compas.

La construction est la suivante : soit l'angle XAY, on trace trois circonférences de centre A et de rayons R, 2R, 3R. Elles rencontrent AX en F, D, B et AY en G, E et C; les droites FC et GB se rencontrent en K. La circonférence de centre A et de rayon AK rencontre la droite GD en J, l'angle XAJ est le tiers de l'angle XAY.

AUBERT.

S.-B. Mc LAREN. — L'émission et l'absorption des radiations dans un système matériel et la radiation intégrale. — P. 513-542.

La radiation du corps noir (radiation intégrale) est le résultat d'un équilibre entre les radiations absorbées et celles émises par un système matériel.

L'auteur montre d'abord comment l'énergie de la radiation doit être distinguée de l'énergie de la matière. En effet, dans la théorie électromagnétique, l'énergie de la matière est, elle aussi, localisée dans l'éther, et la distinction que l'on fait entre les deux sortes d'énergie est surtout d'ordre pratique. L'auteur suppose que les charges

1) Cette construction n'est qu'approchée; un calcul très simple permet de voir qu'elle n'est exacte que si l'angle XAY est nul.

électriques constituant le système matériel se meuvent avec des vitesses inférieures à celles de la lumière. La radiation intégrale résulte alors de l'action mutuelle de deux systèmes dynamiques, le système matériel d'une part, le champ de la radiation de l'autre.

Les mouvements de tels systèmes matériels sont définis par les équations d'Hamilton :

$$(1) \quad \frac{dq_r}{dt} = \frac{dH}{dp_r}, \quad \frac{dp_r}{dt} = - \frac{dH}{dq_r}$$

$r = 1, 2, \dots, n$); H est l'énergie totale.

Les équations (1) seraient les équations du mouvement si la radiation n'apportait pas de causes perturbatrices; q_1, q_2, \dots, q_n sont les coordonnées définissant la distribution; p_1, p_2, \dots, p_n , les moments.

Posons :

$$2 \quad dV_{2n} = dq_1 dq_2 \dots dq_n dp_1 dp_2 \dots dp_n.$$

Représentons par $E_\lambda d\lambda$ l'énergie par unité de volume de la radiation intégrale comprise entre les longueurs d'onde λ et $\lambda + d\lambda$. L'auteur établit les relations :

$$3) \quad E_\lambda \int \int^{2n} (f, \Phi_t) \int_0^t \Phi(t - \epsilon) \sin\left(\frac{2\pi c}{\lambda} \epsilon\right) d\epsilon . dV_{2n} \\ = - 16\pi^2 c \lambda^{-5} \int \int^{2n} f \Phi_t \int_0^t \Phi(t - \epsilon) \cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda} \epsilon\right) d\epsilon . dV_{2n};$$

$$(4) \quad (f, \Phi_t) = \sum_{r=1}^{r=n} \left(\frac{df}{dq_r} \frac{d\Phi_t}{dp_r} - \frac{df}{dp_r} \frac{d\Phi_t}{dq_r} \right).$$

Φ_t est une fonction linéaire des vitesses $\frac{dq_r}{dt}$ et des coordonnées q_r .

ϵ est un temps dont la signification est précisée dans le mémoire.

Si f est fonction de H seul, $f(H)$, l'équation (3) se réduit à :

$$5) \quad E_\lambda \int \int^{2n} \frac{df}{dH} \Phi(t) \int_0^t \Phi(t - \epsilon) \cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda} \epsilon\right) d\epsilon . dV_{2n} \\ = - 8\pi \lambda^{-4} \int \int^{2n} f \Phi_t \int_0^t \Phi(t - \epsilon) \cos\left(\frac{2\pi c}{\lambda} \epsilon\right) d\epsilon . dV_{2n}.$$

Et si f varie comme $e^{-\frac{h}{R\theta}}$ suivant la théorie cinétique on a finalement :

$$E_{\lambda} = 8\pi R\theta\lambda^{-4}.$$

La méthode utilisée consiste à traiter la radiation comme une influence perturbatrice du mouvement d'un système matériel.

L'auteur établit finalement que le problème de la distribution de l'énergie dans le spectre, qu'il réduit à la détermination d'une certaine fonction f , ne peut pas être résolu par une méthode entièrement dynamique. Aucun type de mouvement continu, dans lequel l'énergie se conserve, ne permet de calculer la distribution des radiations dans le spectre. Et quelque révolutionnaires que soient les idées de Planck et de Einstein, elles paraissent inévitables.

Conclusion : les lois de la mécanique qui expliquent en gros le mouvement de la matière ne peuvent convenir aux ultimes parties dont est formé l'atome.

O.-W. RICHARDSON. — Quelques applications de la théorie électronique de la matière. — P. 594-627.

I. Introduction.

II. *La conductibilité électrique et la conductibilité calorifique.* — Lorentz, pour calculer les conductibilités électrique et calorifique, assimile les électrons à des sphères élastiques, rigides, indéformables, qui se heurtent mutuellement. L'auteur pense que ces hypothèses, peu vraisemblables, ne sont nullement nécessaires. On peut supposer simplement les électrons soumis à des centres de force dont l'action est une fonction de la distance d , de la forme $\frac{K}{d^s}$.

En utilisant un mode de calcul calqué sur celui de Lorentz, l'auteur trouve une expression de la conductibilité calorifique c et de la conductibilité électrique γ .

Le quotient de ces deux conductibilités prend une forme simple :

$$\frac{c}{\gamma} = \frac{2s}{s-1} \frac{R^2}{e^2} \theta;$$

e est la charge d'un électron ; θ , la température absolue, et R , la constante des gaz parfaits pour une molécule-gramme. Cette expres-

sion de $\frac{c}{\gamma}$ est analogue à celle de Lorentz; en particulier, $\frac{c}{\gamma}$ varie proportionnellement à la température absolue et est, pour une température donnée, le même pour tous les métaux. Les valeurs expérimentales de $\frac{c}{\gamma}$ se rapprochent de $3 \frac{R^2}{e^2} \theta$; d'où l'on tire $s = 3$ les centres envisagés agiraient sur les électrons suivant une force inversement proportionnelle au cube de la distance. Par une voie toute différente J.-J Thomson avait abouti à la même conclusion.

III. *L'émission d'électrons par les corps chauds, en fonction de la température.* — En 1901, l'auteur avait déduit, de considérations analogues à celles dont on fait usage dans la théorie cinétique des gaz, que le nombre N d'électrons émis dans l'unité de temps par l'unité de surface d'un corps porté à la température θ est donné par l'expression :

$$N = n \sqrt{\frac{R\theta}{2m\pi}} e^{-\frac{\omega}{R\theta}}$$

où n est le nombre des électrons libres contenus dans l'unité de volume du métal, m la masse d'un électron, ω l'énergie nécessaire à un électron pour sortir du métal, R la constante des gaz. Si l'on suppose n indépendant de la température, le courant de saturation provenant du métal chauffé prend la forme :

$$i = A.\theta^{\frac{1}{2}}.e^{-\frac{\omega}{R\theta}}$$

L'auteur établit une expression nouvelle de ce courant de saturation par une méthode analogue à celle qu'il avait utilisée au calcul de l'effet thermoélectrique de Thomson (1). Il suppose que l'émission et l'absorption d'électrons, de même que l'effet Thomson, sont des phénomènes réversibles, soumis aux lois de la thermodynamique; il admet en outre qu'au dehors des conducteurs, les électrons obéissent à la loi des gaz $pv = R\theta$. Dans ces conditions il existe une pression d'équilibre de ces électrons. D'où l'on déduit une nouvelle valeur du courant d'ionisation :

$$i = B\theta^2 e^{-\frac{\omega}{R\theta}}$$

B étant une constante et w la chaleur latente d'évaporation d'un

Philosophical Magazine, t. XXIII, p. 263; 1912.

J. de Phys., 5^e série, t. II. Juin 1912.)

électron à la température θ (que w soit une constante ou une fonction linéaire de θ , la forme de la fonction i ne change pas). Les expériences semblent indiquer que i satisfait à la relation (1) plutôt que (2); mais l'auteur ne pense pas que ces expériences soient assez précises pour permettre de distinguer entre les deux expressions.

IV. *La réflexion des électrons à la surface des conducteurs.* — Quand un corps est en équilibre thermique, en écrivant qu'il y a égalité entre le nombre des électrons émis et le nombre des électrons absorbés, on obtient des relations intéressantes qui rappellent la loi de Kirchhoff sur l'émission et l'absorption des radiations électromagnétiques.

V. *La théorie électronique de la force électromotrice de contact et de la thermoélectricité.* — Dans un précédent mémoire, l'auteur avait établi l'expression des forces électromotrices de contact et des différentes constantes thermoélectriques, en fonction du nombre et de l'énergie potentielle des électrons libres. Il avait implicitement considéré les électrons d'une même substance comme ayant la même énergie potentielle et supposé que la chaleur mise en liberté quand les électrons entrent dans un métal est égale à la différence de leur énergie potentielle, avant et après leur condensation. Ces hypothèses trop simples ne sont sans doute pas justifiées. L'auteur montre qu'on peut s'en affranchir. L'expression de l'effet Peltier P et de la chaleur spécifique, de l'électricité σ prennent alors la forme :

$$Pe = R\theta \left[\frac{1}{n_2} \int_{n_2} \log \frac{dn}{d\tau} dn - \frac{1}{n_1} \int_{n_1} \log \frac{dn}{d\tau} dn \right],$$

$$\sigma e = \frac{R}{\gamma - 1} - \frac{R}{n_1} \int_{n_2} \log \frac{dn}{d\tau} dn.$$

γ est le rapport des chaleurs spécifiques des électrons à pression constante et à volume constant. Ces formules diffèrent de celles qu'on avait obtenues dans la théorie simplifiée, qui considère les électrons libres (au nombre de ν_1 par unité de volume) comme tous identiques, par la substitution de

$$\frac{1}{n_1} \int_{n_1} \log \frac{dn}{d\tau} dn$$

à $\log \nu_1$; n_1 désigne ici le nombre des électrons qui peuvent devenir libres dans le conducteur 1, n_2 le même nombre dans le conducteur

2, dn le nombre des électrons qui participent au phénomène thermique dans le volume $d\tau$.

Cette nouvelle théorie résout, d'après l'auteur, un certain nombre de contradictions avec l'expérience qui subsistaient dans la théorie simplifiée.

VI. *La polarisation des électrons et les phénomènes galvanomagnétiques.* — Il est possible qu'à l'intérieur d'un métal il existe un certain nombre d'électrons se comportant d'une manière semblable à ceux des diélectriques. L'auteur montre l'influence qu'une « polarisation » des électrons pourrait avoir sur la conductibilité spécifique, sur le coefficient de Hall, et sur la variation de résistance qu'éprouvent les conducteurs dans un champ magnétique.

VII. *Phénomènes photoélectriques.* — L'auteur applique les principes de la thermodynamique et de la mécanique statistique à la radiation électromagnétique et aux effets photoélectriques. Dans un mémoire antérieur, l'auteur avait examiné l'état d'équilibre qui se produit quand on a un certain nombre de corps matériels dans une enceinte isolée, dans l'hypothèse que l'échange d'énergie et de charge électrique entre les différents corps, et entre ces corps et l'espace environnant, s'effectuait par conduction électrique, conduction calorifique et émission thermo-ionique. Cet état d'équilibre est déterminé par la relation :

$$R\theta \log n + \omega = c,$$

ω étant la valeur moyenne de l'énergie potentielle d'un électron et n le nombre moyen d'électrons par unité de volume. L'auteur établit que la même équation convient encore quand on considère les actions photoélectriques comme pouvant libérer les électrons aussi bien que l'émission thermoionique.

Dans le cas où interviennent toutes ces émissions d'électrons, on peut établir que le rayonnement électromagnétique obéit encore aux lois de Stéphan et de Wien.

Le nombre n des électrons par unité de volume en fonction de la concentration, en tenant compte des effets photoélectriques, est :

$$n = Ae^{\int \frac{\omega}{R\theta^2} d\theta}.$$

ω est la chaleur latente d'évaporation d'un électron et A une constante. Cette équation donne la concentration d'équilibre des électrons

au voisinage de la surface de toute substance, quel que soit le mode d'émission.

L'auteur se demande s'il existe véritablement une émission thermoionique, si ce que l'on considère comme une émission thermoionique n'est pas en réalité l'émission photoélectrique de la matière sous l'action du rayonnement électromagnétique qui se produit à la température de l'expérience. Il ne le semble pas : le rayonnement qu'on devrait imaginer pour provoquer l'importante émission électronique du platine et du carbone chauffés serait beaucoup trop considérable.

Enfin l'auteur essaie d'établir une relation entre l'émission photoélectrique et l'intensité de la lumière excitatrice.

A. BOUTARIC.

G. VON HEVESY. — Electrochimie des corps radioactifs. — P. 628-646.

L'auteur a étudié les propriétés électrochimiques de certains corps radioactifs. Il est ainsi arrivé aux résultats suivants :

1° Le dépôt donné par ces corps sur des électrodes de platine par électrolyse dépend dans une grande mesure du potentiel de l'électrode ;

2° Le radium B, le thorium B et l'actinium B possèdent les mêmes propriétés électrochimiques ; il y a de même égalité pour le radium C, le thorium C et l'actinium C ;

3° Quand le potentiel de l'électrode est très petit, le produit C est déposé presque pur ; à mesure que le potentiel augmente, la proportion croît du produit B déposé en même temps que le produit C. Quand le potentiel de l'électrode au calomel est de 0,6 volt, il y a égalité entre les dépôts des produits B et C. Avec des potentiels plus élevés, on obtient surtout le produit B ;

4° Il existe une relation entre la force électromotrice de contact métal-solution et le rapport des dépôts B et C sur le métal plongé dans la solution. Quand ce rapport est déterminé, on peut en déduire cette relation. On a pu de cette façon trouver la position jusqu'alors inconnue du tantale dans la série des potentiels et la caractériser par la valeur — 0,04 volt pour une électrode de calomel. On peut aussi par cette méthode déterminer la variation de la force électromotrice métal-eau avec la durée d'immersion du métal ;

5° Les résultats de Marsden et Bonatt sur la ramification de la série du thorium s'accordent avec les résultats obtenus sur les propriétés électrochimiques du thorium C.

H.-A. WILSON. — Sur la théorie des séries spectrales. — P. 660-663.

L'auteur cherche à donner, d'après la théorie de J.-J. Thomson, une explication des séries spectrales.

I. D'une part, d'après J.-J. Thomson, un atome est constitué par une sphère d'électricité positive de densité uniforme contenant un certain nombre d'électrons négatifs qui peuvent se mouvoir librement à l'intérieur. D'après cela, il n'y a pour un atome qu'une seule période vibratoire qui puisse produire un rayonnement appréciable. On sait en effet que le rayonnement d'un certain nombre d'électrons, répartis dans un volume de dimensions petites par rapport à la longueur d'onde de la lumière émise, est très approximativement le même que celui qui viendrait d'un électron se mouvant avec une accélération égale à la résultante des accélérations de tous les électrons considérés.

D'autre part, pour rendre compte des séries spectrales, il faut expliquer : 1° pourquoi un même corps peut donner plusieurs raies de longueurs d'onde différentes ; 2° pourquoi ces fréquences d'oscillations ν sont fonctions de deux nombres entiers, m et n ; 3° pourquoi cette fonction est telle que ν tende vers une limite finie quand m croît indéfiniment et varie en sens inverse de n .

II. A cet effet, l'auteur procède de la façon suivante : Soient $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2, \dots, x_n, y_n, z_n$, les coordonnées, rapportées au centre de la sphère positive comme origine, des n électrons qu'elle contient. Les composantes de la résultante des accélérations de tous les électrons seront :

$$\begin{aligned} \frac{d^2x_1}{dt^2} + \frac{d^2x_2}{dt^2} + \dots + \frac{d^2x_n}{dt^2} &= \Sigma \frac{d^2x}{dt^2} \\ \frac{d^2y_1}{dt^2} + \dots + \frac{d^2y_n}{dt^2} &= \Sigma \frac{d^2y}{dt^2} \\ \frac{d^2z_1}{dt^2} + \dots + \frac{d^2z_n}{dt^2} &= \Sigma \frac{d^2z}{dt^2} \end{aligned}$$

Si ξ, η, ζ sont les coordonnées du centre d'inertie des n électrons, nous aurons :

$$n \frac{d^2\xi}{dt^2} = \Sigma \frac{d^2x}{dt^2}, \quad n \frac{d^2\eta}{dt^2} = \Sigma \frac{d^2y}{dt^2}, \quad n \frac{d^2\zeta}{dt^2} = \Sigma \frac{d^2z}{dt^2}$$

Le rayonnement étant alors déterminé par l'accélération du centre d'inertie des électrons dans l'atome, il faut calculer cette accélération. Or chaque électron est attiré vers l'origine par une force $-\mu r$ proportionnelle à sa distance r et soumis aux actions des autres électrons. Ces actions mutuelles n'influent pas sur le mouvement du centre d'inertie, nous aurons :

$$n \frac{d^2\xi}{dt^2} = \Sigma \frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{\mu}{M} \Sigma x = -\frac{n\mu}{M} \xi, \quad \frac{d^2\eta}{dt^2} = -\frac{\mu\eta}{M}, \quad \frac{d^2\zeta}{dt^2} = \frac{\mu\zeta}{M}$$

M étant la masse d'un électron.

La période de vibration T du centre d'inertie sera donc :

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{M}{\mu}};$$

ce sera la période correspondant aux radiations effectivement émises par l'atome. Puisque $\mu = 4\pi e\rho$, e étant la charge d'un électron et ρ la densité cubique de la sphère positive, on aura :

$$\nu = \frac{1}{\lambda} = \sqrt{\frac{e\rho}{3\pi c^2 M}},$$

c désignant la vitesse de la lumière.

Dans cette formule, cM , c étant des constantes, ν dépendra seulement de ρ , et c'est la variation de ρ qui doit expliquer la constitution des séries spectrales.

1° Pour expliquer les valeurs différentes de ν dans les spectres, l'auteur admet que ρ prend des valeurs différentes pour les molécules qui émettent les différentes raies;

2° Pour expliquer que ν est une fonction de deux nombres entiers, il admet que ρ peut varier suivant deux modes différents. D'une part il suppose que le nombre des atomes m d'une molécule peut changer, de sorte que l'on obtient une série de valeurs de ρ correspondant aux nombres $m = 1, 2, 3, \dots$ des atomes. D'autre part, une molécule peut perdre quelques-uns de ses n électrons, et l'on peut admettre qu'il se produit un changement corrélatif dans la valeur de ρ ;

3° D'une façon générale, le volume moléculaire est plus petit que la somme des volumes atomiques; on peut donc admettre, avec Richards, que les atomes sont compressibles. On doit alors s'attendre à ce que d'une part ρ croisse avec m , mais que d'autre part

cet accroissement devienne de plus en plus petit à mesure que m devient plus grand et que ρ et par suite $\nu\zeta$ ait une valeur limitée.

Pour ce qui regarde n , il est clair qu'un accroissement de la charge totale sur l'atome doit tendre à accroître son volume et que par suite ρ et ν devraient diminuer avec n . Sur ce point la théorie présente est donc opposée aux formules empiriques.

III. Malgré ce déficit, l'auteur oppose sa théorie à celle de Ritz, parce que celle-ci lui semble une construction artificielle et qu'il est impossible de la faire entrer dans le cadre des théories ordinaires de la structure des atomes et en particulier de la théorie de J.-J. Thomson.

D'ailleurs elle rend compte d'une façon satisfaisante de certains faits expérimentaux. Ainsi les spectres de flammes des alcalins sont très pauvres en raies, parce la proportion de vapeur métallique étant très faible, il ne peut guère y avoir des combinaisons de nombreux atomes métalliques. C'est le contraire qui doit se passer et se passe en effet dans les spectres des tubes de Geissler. Enfin, le fait qu'on n'obtienne dans les laboratoires que l'une des séries de l'hydrogène s'explique par le fait que cette série correspond à la formation de la molécule ordinaire H^2 , la valeur de n étant 2 d'après la formule de

$$\text{Balmer } \nu = N \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

F. CROZE.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXVIII, n° 6 et 7; 1912.

PASCHEN. — Mesure absolue d'un rayonnement. — P. 30-42.

W. GERLACH. — Une méthode de détermination d'un rayonnement en valeur absolue. Constante de la loi de Stefan-Boltzmann. — P. 1-29.

M. Paschen discute les expériences de M. Kurlbaum, et montre que la valeur de la constante σ de la loi de Stefan que trouve cet auteur doit être trop faible en raison des défauts d'homogénéité de la lame employée à recevoir les rayonnements. Cette lame, qui fait partie d'un bolomètre, subit, en effet, pour une même quantité

d'énergie reçue par seconde, un accroissement de résistance plus grand lorsque cette quantité d'énergie lui est apportée sous forme de chaleur de Joule que lorsqu'elle est apportée par le rayonnement à mesurer. Cette erreur peut atteindre 0,1 en valeur relative.

L'auteur déduit de cette discussion une disposition expérimentale qui élimine la cause d'erreur signalée. Cette disposition a été réalisée et utilisée à la mesure de la constante σ par M. Gerlach sous la direction de M. Paschen.

Une surface noire S_1 à température T_1 rayonne vers une surface réceptrice S' à température T' , et située à une distance R de S_1 . Cette surface est une mince lame de manganine, de résistance électrique connue W , recouverte de noir de platine. A 0^{mm},5 derrière cette lame sont disposées les soudures d'une pile thermoélectrique de Paschen, séparées de la lame par une couche d'air. On observe là déviation du galvanomètre de la pile; on donne à S_1 une nouvelle température T_2 et on ramène la déviation du galvanomètre à sa valeur initiale en faisant passer dans la lame S' un courant i connu; σ se déduit de la relation :

$$Ai^2W = \frac{\sigma}{\pi} (T_1^4 - T_2^4) \frac{S_1 S'}{R^2}.$$

L'auteur trouve ainsi pour valeur de σ :

$$\sigma = 5,9 \cdot 10^{-12} \text{ watts cm}^{-2} \cdot \text{degrés}^{-4},$$

Alors que Kurlbaum trouve

$$\sigma = 5,32 \cdot 10^{-12}$$

et Féry :

$$\sigma = 6,30 \cdot 10^{-12}.$$

M. Paschen signale enfin que, si on utilise cette nouvelle valeur de σ et la valeur de

$$b = \lambda_m (273 + t_m) = 0,292 \text{ cm} \times \text{degré},$$

qu'il a donnée précédemment, pour calculer, d'après la théorie de Planck, les quantités N (nombre de molécules par molécule-gramme et e (charge électrique élémentaire), on trouve

$$\begin{aligned} N &= 5,66 \cdot 10^{-23}, \\ e &= 5,12 \cdot 10^{-10} \text{ unités électromagnétiques.} \end{aligned}$$

J. CARVALLO.

GYOZO ZEMPLÉN. — Recherches sur le frottement intérieur des gaz.

II. Cas des très petites et très grandes vitesses. — P. 71-125.

Dans une communication antérieure (1), l'auteur a donné le principe de la méthode employée (méthode de déviation) et les résultats. La durée d'une révolution de la boule extérieure déviante variait de $\Omega = 228$ secondes à $\Omega = 2^s,88$. Le coefficient η , calculé d'après la formule de Kirchhoff, restait constant, aux erreurs d'expérience près, quand Ω variait de 2,88 à 22 secondes. Pour $\Omega = 2^s,88$, on trouvait une valeur d'environ 40/0 plus élevée.

En effet, pour obtenir la formule de Kirchhoff, on néglige, dans l'expression du moment de rotation dû au frottement du gaz, les termes en ψ de degré supérieur au premier, ce qui n'est légitime évidemment que si la vitesse de rotation $\psi = \frac{2\pi}{\Omega}$ est suffisamment petite.

L'auteur a cherché tout d'abord à effectuer les calculs sans s'imposer cette simplification. Il montre qu'alors la valeur du moment, divisée par ψ , se développe suivant les puissances de $\frac{\rho^2 v^2}{\eta^2}$ (ρ , densité du gaz, en une série dont les coefficients sont *indépendants de la nature du gaz*. Il en résulte qu'on peut en tirer les valeurs de η .

L'auteur a alors largement étendu le champ de ses expériences, de sorte que la durée de rotation passait de 8.875 secondes (2 heures et demie à 0^s,098.

De ces recherches il résulte que le domaine de validité de la formule simple de Kirchhoff est plus étendu qu'il ne résulte des considérations de Lamb et de lord Rayleigh. La véritable limite n'est atteinte que pour une vitesse 500 fois plus grande que celle indiquée par ces auteurs.

Les résultats des observations sont donnés avec une erreur moyenne de 3,6 0/0 pour l'air et 4,9 0/0 pour CO², qui sont les deux seuls gaz étudiés.

Le moment de rotation du gaz, rapporté à l'unité de vitesse, passe pour $\Omega = 2$ (air) ou $\Omega = 13$ (CO²) par un minimum faible, mais cependant bien constaté, et jusqu'à présent sans explication.

Ces recherches seront continuées,

CH. LEENHARDT.

CHARLOTTE JACOB. — Sur le frottement de glissement. — P. 126-148.

Etude du frottement de glissement du laiton sur laiton et du verre sur verre, soit par glissement sur un plateau horizontal d'une plaque entraînée par un poids, soit par la méthode du plan incliné dans le vide, les mouvements sont suivis au microscope.

Comparaison du frottement de repos et du frottement du mouvement : pour des plateaux non polis, grande différence entre les deux frottements, et le corps se meut d'un mouvement accéléré après impulsion; pour des plateaux parfaitement polis, pas de différence entre les deux coefficients; le mouvement après impulsion est uniforme et la force de frottement croît avec sa vitesse, d'abord rapidement pour tendre ensuite vers une limite. Ces derniers résultats ne sont pas d'accord avec ceux de Coulomb, qui trouve en particulier un mouvement uniformément accéléré; l'auteur attribue cette divergence à la moins grande pureté des surfaces employées par Coulomb.

La pression ne fait pas varier le coefficient de frottement; l'humidité et les impuretés le font varier dans de larges limites; la température a une influence nette, mais sans relation avec son influence sur les propriétés élastiques des solides.

L. LETELLIER.

E. COHNSTAEDT. — Sur la pellicule d'eau adhérente au verre et à l'aluminium et son influence sur la pression dans les tubes à vide. — P. 223-238. (Mémoire posthume, publié par Wachsmuth.)

Un récipient cylindrique en verre V est relié d'une part à un manomètre de Mc.Leod et, d'autre part, au moyen de longs tubes dont la surface intérieure et la capacité sont beaucoup plus grandes que celles de V, à une machine à vide; un robinet R_1 isole la machine de l'ensemble des appareils, un robinet R_2 isole V. On fait le vide dans tout l'appareil, puis on mesure la pression P_1 et on ferme R_1 et R_2 ; au bout d'un temps assez long (vingt-quatre heures en moyenne dans les expériences), on ouvre R_1 et on mesure de nouveau la pression (P_2); puis on ouvre R_2 , et on fait une troisième lecture (P_3); $P_3 - P_2$ mesure l'effet appareil; on recommence les opérations après avoir introduit dans V une plaque d'aluminium

dans l'état même où elle serait employée comme électrode d'un tube à vide. La nouvelle différence $P_3 - P_2$, corrigée de l'effet appareil, mesure l'effet métal; on en déduit facilement le volume qu'aurait, à la pression 760 millimètres, le gaz dégagé dans ces conditions.

L'effet appareil, faible par rapport à l'effet aluminium, augmente d'ailleurs avec le rapport de la surface au volume de V.

L'effet métal varie parallèlement à l'état hygrométrique de l'air du laboratoire au moment où l'on ouvre V pour y introduire l'aluminium. Sa grandeur par unité de surface est à peu près indépendante de l'épaisseur de la plaque. Il reste sensiblement le même quand on remplace l'air par l'hydrogène. Il diminue beaucoup quand on place de l'anhydride phosphorique en V. Il augmente beaucoup si on laisse séjourner la plaque d'aluminium dans l'eau; si on la ramène à l'air après l'avoir retirée du récipient V et si on recommence l'expérience, l'effet augmente avec la durée du séjour à l'air.

Il s'agit donc certainement d'un effet de surface dû à une couche d'eau adhérente.

Dans une expérience où le vide était de 0^{mm},02 de mercure environ, l'effet métal correspondait à un dégagement de 0^{mm},23 de gaz à 760 millimètres par centimètre carré de plaque.

P. LUGOL.

H. BUISSON et Ch. FABRY. — Longueurs d'onde des raies du fer. — P. 245-246.

P. Eversheim a récemment publié ⁽¹⁾ les longueurs d'onde des raies du fer comprises entre 4282 et 3370, que MM. Buisson et Fabry avaient mesurées antérieurement. Les deux séries de mesures concordent très bien; toutefois Eversheim ne trouve pas que le choix fait par ces auteurs des trois raies fondamentales, qu'ils ont adoptées comme normales, soit très convenable, à cause de la proximité d'autres raies plus pâles. En réalité, ces dernières raies sont très peu intenses et ne troublent nullement les mesures, ainsi qu'il ressort du très bon accord entre les déterminations de ces auteurs effectuées sur les trois raies fondamentales et celles de Pfund, ainsi d'ailleurs que celles d'Eversheim sur l'une d'entre elles.

II. LABROUSTE.

Voir ce vol., p. 140.

A. BESTELMEYER. — Sur les nouvelles déterminations de l'électron; observation sur la note de même titre de M. Bucherer. — P. 247-248 (1).

L'auteur insiste sur la nécessité de corriger la valeur qu'il a donnée ($1,75 \cdot 10^7$ au lieu de $1,766 \cdot 10^7$).

A. GRUMBACH.

A. EINSTEIN. — I. Vitesse de la lumière et statique du champ de gravitation. P. 345-369.

II. Contribution à la théorie du champ statique de gravitation. — P. 443-458.

I. L'auteur reprend son hypothèse développée précédemment ², que le champ de gravitation et l'état d'accélération du système de coordonnées sont équivalents au point de vue physique, et il en tire une théorie de la gravitation. Il reproche à la théorie de Max Abraham ⁽³⁾, parue dans l'intervalle, d'aboutir à un système d'égalités qui ne satisfait pas à l'hypothèse d'équivalence. Il termine par quelques considérations générales sur le problème de l'espace et du temps et sur les approximations successives qu'il comporte.

II. Développement de la théorie indiquée ci-dessus. L'auteur donne de nouvelles équations différentielles du champ électromagnétique où il est tenu compte du champ statique de gravitation.

MARCEL BOLL.

J. STARK. — Sur l'application de la loi élémentaire de Planck aux phénomènes photo-chimiques. Remarque au sujet d'une note de A. Einstein. P. 467-469.

L'auteur rappelle, à propos d'une note récente de A. Einstein ⁴, qu'il y a quelques années déjà (1908), il a établi une relation entre le quantum de lumière de Planck $h\nu$ et le travail V de mise en liberté d'un électron, et que la loi de l'équivalent photochimique exprimée par Einstein ne diffère que par la forme de la loi qu'il avait trouvée pour la réaction photochimique primaire.

A. CORVISY.

(1) Voir BESTELMEYER, *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 855, 1911; BUCHERER, ce vol., p. 328.

(2) Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 938; 1911.

(3) *J. de Phys.*, ce vol., p. 241.

(4) Voir *J. de Phys.*, 5^e série, ce vol., p. 338.

G. TAMMANN. — Équation d'état pour les petits volumes.— T. XXXVII, p. 975-1.013.

Utilisant les tables de M. Amagat, l'auteur met l'équation d'état des liquides aux fortes pressions sous la forme :

$$(v - a) (K + p) = CT,$$

a , C , K désignant trois constantes. Des considérations théoriques l'amènent à penser qu'une équation semblable est applicable aux solides cristallisés.

F. KORBER. — Volumes limites des liquides au zéro absolu et sous une pression infiniment grande. — T. XXXVII, p. 1014-1044.

Comparaison du volume limite d'un liquide au zéro absolu et sous la pression atmosphérique (dédit par extrapolation d'une formule empirique obtenue par l'auteur pour les basses températures) avec son volume limite sous une pression infinie déduit des expériences de M. Amagat. Discussion.

K. SCHAPOSCHNIKOW. — Les équations du mouvement de Minkowski et la dynamique de Planck. -- P. 239-244.

L'auteur met les équations du mouvement de Minkowski sous la forme plus générale :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{M' \cdot q}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}} \right) = K \text{ (équation vectorielle),}$$

$$\frac{i}{cv} \frac{dE}{dt} = U, \quad i = \sqrt{v^2 - 1},$$

applicables à un corps en mouvement uniforme ou quasi stationnaire dont l'état est défini par trois variables : la vitesse q , le volume v et la pression p . Dans ces équations : K désigne la résultante des forces extérieures, c la vitesse de la lumière, U la composante de la force par unité de volume suivant le vecteur ict ; M' , masse du corps au repos, est considérée comme variable avec le temps ; c'est une fonc-

tion d'état du corps au repos. L'énergie totale E du corps satisfait d'ailleurs à l'équation :

$$\frac{dE}{dt} = qK - p \frac{dv}{dt} + T \frac{dS}{dt},$$

dans laquelle T désigne la température absolue et S l'entropie.

Au moyen de ces formules l'auteur retrouve les formules de Planck exprimant l'impulsion et l'énergie du corps en mouvement.

L. DÉCOMBE.

ERNST LAMLA. — Sur l'hydrodynamique du principe de relativité. — P. 772-79.
(Diss. de Berlin.)

Résumé d'un travail dans lequel sont établies les équations différentielles de l'hydrodynamique en prenant pour bases le principe de relativité et le principe de moindre action d'Hamilton. On laisse de côté toute considération sur la structure atomique ou moléculaire de la matière, qui est envisagée comme continue. Un fluide est parfait si, en chaque point, la pression ne dépend que de la densité et de la vitesse et est la même en tous sens. Excluant les cas où il y a soit échange d'énergie par rayonnement ou par frottement des éléments fluides, soit conductibilité thermique, l'auteur étudie les phénomènes réversibles adiabatiques dans les fluides parfaits.

Les opérations que l'on a à faire sont dites « substantielles » si, suivant un élément dans son mouvement, on considère ses coordonnées x, y, z comme fonctions du temps t et des coordonnées initiales ξ, η, ζ ; locales si, fixant l'attention sur un point donné x, y, z , de l'espace, on considère la pression p , la vitesse (u, v, w) , etc., comme fonctions du temps. Les signes de différentiation employés sont respectivement d et ∂ .

A chaque élément matériel est attachée une grandeur m , invariable (dans toute transformation isentropique), et la densité k est définie par l'égalité $k d\tau = m$, où $d\tau$ est l'élément de volume. Grâce à l'invariance du produit $k d\tau$, les équations de continuité ordinaires sont valables. Soit D le déterminant fonctionnel des dérivées partielles de x, y, z , par rapport à ξ, η, ζ ; on a par différentiation substantielle et par différentiation locale respectivement :

$$\frac{d}{dt}(kD) = 0, \quad \frac{\partial k}{\partial t} + \Sigma \frac{\partial (uk)}{\partial x} = 0.$$

Le travail accompli dans une transformation virtuelle et la variation du potentiel cinétique qui doivent figurer dans l'équation exprimant le principe d'Hamilton sont respectivement désignés par A et δH . Il ϵ est une fonction considérée comme connue du volume et de la température T, quand la vitesse est nulle. Le principe de relativité fournit alors l'expression de H pour une valeur quelconque g de la vitesse. Utilisant les relations qui, d'après Helmholtz, permettent d'exprimer la pression, l'entropie et l'énergie au moyen des dérivées partielles de H et introduisant deux nouvelles variables Θ et g (densité au repos) que définissent les relations :

$$T = \Theta \sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}}, \quad g = k \sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}} \quad (c, \text{ vitesse de la lumière, } \\ (g, \text{ vitesse de la matière}),$$

l'auteur, se plaçant au point de vue substantiel, montre que Θ et p sont fonctions de g seul. Il obtient ensuite les expressions de H et de A qui, portées dans l'équation d'Hamilton :

$$\int_{t_0}^{t_1} dt (\delta H + A) = 0,$$

conduisent aux équations du mouvement :

$$\frac{d}{dt} (x_\epsilon) + \sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}} \cdot \frac{\partial P}{\partial x} = X, \dots \dots$$

avec

$$p = \int_{p=0} \frac{dp}{g} \quad \text{et} \quad \epsilon = \left(1 + \frac{P}{c^2}\right) \left(1 - \frac{g^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Se plaçant au point de vue local, il écrit les équations sous la forme d'Euler :

$$\frac{\partial (u_\epsilon)}{\partial t} + \Sigma \frac{\partial (u_\epsilon)}{\partial x} + \sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}} \frac{\partial P}{\partial x} - X = 0, \dots \dots$$

Il montre ensuite comment, ayant mis les équations sous la forme de Lagrange :

$$\sum_{x,y,z} \left(\frac{d \dot{x}_\epsilon}{dt} \cdot \frac{dx}{d\xi} \right) + \sqrt{1 - \frac{g^2}{c^2}} \frac{dP}{d\xi} = \Sigma X \frac{dx}{d\xi}.$$

M. PLANCK, *Ann. d. Phys.*, XXVI, 1908.

on passe, dans les cas où les forces admettent un potentiel V , à la forme de Weber et de là aux équations de Helmholtz :

$$\omega_x = k \left(A \frac{dx}{d\xi} + B \frac{dx}{d\eta} + C \frac{dx}{d\zeta} \right), \dots \dots$$

qui sont valables dans la théorie de la relativité, pourvu que les composantes ω_x , ω_y , ω_z , de la vitesse de tourbillon soient définies par les relations :

$$\omega_x = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial(wz)}{\partial y} - \frac{\partial(vz)}{\partial z} \right), \dots \dots$$

Après avoir montré que ces résultats sont d'accord avec ceux qu'ont obtenus récemment M. V. Ignatowsky (1) et M. Herglotz (2) et avoir étudié la rotation stationnaire, l'auteur passe à l'étude des *substances de la moindre compressibilité*, qui doivent être substituées aux liquides incompressibles de l'hydrodynamique ordinaire.

D'après la théorie de la relativité, un transport de corps matériels ou d'énergie ne peut se faire avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le vide. Une conséquence de cette limitation de la vitesse est qu'on ne peut poser $g = \text{constante}$ (corps incompressibles et qu'il doit exister une limite inférieure de la compressibilité.

Si, dans un milieu homogène, se produit à une surface limite x constante une variation de pression, elle pourra, sous certaines conditions, se propager parallèlement à l'axe des abscisses. Soient g et u , v , w , la densité au repos et les composantes de la vitesse en chaque point (avec $v = w = 0$) ; l'équation de continuité et les équations du mouvement ont pour solution $u = u(\psi)$, $g = g(\psi)$. u et g sont fonctions du seul argument ψ qui, lui-même, est fonction de x et de t . La vitesse de propagation est :

$$\gamma = c \frac{Cc + u}{c + Cu}$$

où C est une constante. Si u est inférieur à c , C est au plus égale à 1, sans quoi γ surpasserait c . Cette valeur $C = 1$ caractérise les substances de la moindre compressibilité. Pour celles-ci il existe une équation d'état déterminée :

$$g = g_0 \sqrt{1 + \frac{2p}{g_0 c^2}}$$

(1) *Phys. Zeitschr.*, XII, p. 441 ; 1911.

(2) *Ann. d. Phys.*, XXXVI, p. 493 ; 1911.

d'où approximativement :

$$V = V_0 \left(1 - \frac{p}{g_0 c^2} \right),$$

où V est le volume. La fraction $\frac{p}{g_0 c^2}$ est le coefficient de compressibilité K . Pour les substances considérées, le produit Kg_0 a pour valeur $1,126 \cdot 10^{-15}$, tandis que pour l'eau, le mercure et la glycérine, il prend respectivement les valeurs $50 \cdot 10^{-6}$, $53 \cdot 10^{-6}$, $32 \cdot 10^{-6}$. Les substances de la moindre compressibilité peuvent donc être considérées comme cas limites des liquides peu compressibles.

Il est ensuite montré que certaines variations peuvent se transmettre avec une vitesse supérieure à c . Mais ces cas doivent être distingués des cas de transport de matière ou d'énergie.

La fin du mémoire est consacrée au mouvement stationnaire irrotationnel.

E.-M. LÉMERAY.

R. GANS. — Sur la forme des particules ultramicroscopiques d'or. — P. 881-900.

Mie a établi une théorie de la couleur des métaux à l'état colloïdal et Steubing a vérifié ses conclusions par l'expérience.

Mie calculait les courbes d'absorption en supposant les particules sphériques. L'auteur généralise la théorie en l'appliquant à des ellipsoïdes de révolution, mais avec la restriction que leurs dimensions soient petites vis-à-vis de la longueur d'onde de la lumière incidente. Tableaux de nombres et courbes donnant l'absorption, la couleur des solutions colloïdales et leur polarisation suivant la forme des ellipsoïdes. Comparaison avec les résultats expérimentaux de Steubing pour l'or. Les courbes d'absorption montrent que la forme des particules est très voisine de la forme sphérique; les phénomènes de polarisation observés prouvent qu'elle doit pourtant s'en écarter légèrement.

P. JOB.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XIII; 1912.

I. F. STREINTZ et A. WELLIK. — Réplique aux remarques de J. Koenigsberger, O. Reichenheim et K. Schilling relatives au mémoire de F. Streintz et A. Wellik : « Sur la résistance de passage entre un métal et un cristal en contact suivant une surface plane ». — P. 162-164.

II. J. KOENIGSBERGER et K. SCHILLING. — Réponse à F. Streintz et A. Wellik. P. 294-295.

I. Les auteurs avaient surtout pour but de mettre en évidence les erreurs susceptibles de fausser les mesures de résistance; les cristaux étudiés avaient fait l'objet d'un examen optique; de plus ils ont pu être portés à une température de 350° sans subir d'altération. Ils paraissent donc présenter toute garantie au point de vue de la pureté et de l'homogénéité.

II. Dans cette dernière réponse, les auteurs affirment de nouveau qu'ils ont, dans leurs mesures sur la conductibilité des cristaux, éliminé complètement les résistances de contact (1).

J. KOENIGSBERGER. — Sur la manière dont se comportent au point de vue électrique quelques sulfures et oxydes et sur la continuité et la réversibilité des propriétés physiques des corps solides dans divers changements d'état. — P. 281-284.

Un examen attentif des valeurs obtenues par différents expérimentateurs pour la conductibilité électrique de quelques oxydes et sulfures, pyrite (FeS^2), pyrite magnétique (FeS), magnétite (Fe^3O^4) a conduit l'auteur aux conclusions suivantes. Ces divers corps se présentent sous deux états α et β : le premier stable aux basses températures, le second aux températures élevées. Mais, au point de vue électrique, le passage de l'état α à l'état β n'est pas réversible. Un échantillon chauffé au-dessus de la température de transformation garde, même après refroidissement, la conductibilité et le coefficient de température propres à l'état β .

Au point de vue magnétique, il existe aussi, d'après les observations de P. Weiss et d'autres physiciens, deux variétés α et β ,

(1) Voir, sur cette controverse, *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 1047-1048: 1911. et t. II, p. 160-161; 1912.

pour la magnétite et le protosulfure de fer. Les températures de transformation coïncident sensiblement avec celles qui se déduisent de la conductibilité électrique. Mais les propriétés magnétiques paraissent être réversibles et présenter un certain degré de continuité.

Il est à remarquer que des corps transparents comme le quartz et la leucite, passant à une température déterminée d'un état α à un état β , présentent, à l'instant de la transformation, un brusque changement de volume, tandis que les indices de réfraction varient d'une manière continue. Aussi l'auteur croit-il qu'on peut généraliser et ranger les propriétés physiques, au point de vue de la réversibilité, en deux catégories. Les unes dépendent de la constitution intime de la matière. Elles sont susceptibles de se modifier d'une manière particulièrement rapide au voisinage des points de transformation; mais leurs variations sont toujours continues et réversibles. Tels apparaissent les phénomènes magnétiques, optiques, thermoélectriques et peut-être aussi la chaleur spécifique. Il n'en est pas de même des propriétés qui reposent complètement ou en partie sur l'arrangement ou la position relative des molécules, comme la densité, la conductibilité électrique ou calorifique; elles subissent une variation brusque et irréversible au moment du changement d'état.

K. WILLY WAGNER et A. WERTHEIMER. — Mesure exacte à l'aide d'un pont à courant alternatif des capacités et des angles correspondant aux pertes diélectriques et détermination des déphasages dus aux boîtes de résistances. — P. 368 373.

Il est important pour la technique des courants téléphoniques de connaître exactement les pertes diélectriques des câbles et des condensateurs. Ces pertes sont caractérisées par l'angle δ appelé par les auteurs « angle de pertes ») qui satisfait à l'équation :

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{A}{\omega C},$$

où ω est la pulsation, C la capacité, A l'inverse de la résistance d'isolement apparente à la fréquence considérée. Aux fréquences téléphoniques et pour les bons isolants, le terme A est dû presque uniquement aux pertes d'énergie diélectriques. D'ailleurs ces pertes n'ont aucune relation avec la résistance d'isolement mesurée en cou

rant continu. Le pont à courant alternatif de Wien ⁽¹⁾ permet de mesurer commodément les grandeurs $\text{tg } \delta$ et C . Cette méthode est susceptible d'une précision très grande atteignant quelques millièmes de microfarad pour les capacités et quelques secondes pour les « angles de pertes ». Mais il faut observer certaines précautions.

Il convient d'enfermer toutes les résistances, fils de connexions, condensateurs, dans des enveloppes métalliques reliées à la terre afin d'éviter les variations de capacités dues à la présence de l'opérateur. Il faut avoir soin d'orienter les conducteurs allant au téléphone normalement par rapport aux autres fils du pont pour empêcher les effets d'induction. Il est également nécessaire d'opérer avec du courant purement sinusoïdal et pour cela d'éliminer les harmoniques d'ordre supérieur par un montage en résonance, car l'équilibre du pont ne peut être obtenu d'une manière complète que pour une fréquence déterminée.

Les déphasages introduits par la capacité ou la self-induction des boîtes de résistances constituent une autre cause d'erreur, négligeable d'ordinaire dans les mesures de capacité, mais qui peut être importante dans les déterminations de pertes diélectriques. Pour l'éviter, on peut opérer par substitution, c'est-à-dire remplacer le condensateur à mesure, par un condensateur à air de même capacité; mais ce procédé est pratiquement inapplicable quand il s'agit de capacités un peu élevées et il faut alors recourir à l'artifice suivant. Le pont étant monté avec le condensateur à étudier C_1 et le condensateur de comparaison C_2 , on réalise l'équilibre. Puis on substitue à C_1 et à C_2 deux condensateurs à air C'_1 et C'_2 que l'on règle de manière que $\frac{C'_1}{C'_2} = \frac{C_1}{C_2}$. D'où une seconde équation d'équilibre qui permet de calculer le déphasage dû aux résistances intercalées dans les bras du pont. Les chiffres cités à titre d'exemple par l'auteur montrent que le déphasage correspondant à la capacité des bobines de 4.000 ohms, est de l'ordre de quelques minutes; pour les bobines de 10.000 ohms, il atteindrait presque 1°. Il faut donc toujours tenir compte de cette cause d'erreur dans les déterminations de pertes diélectriques, même quand il s'agit de mesures industrielles.

(1) Dans le montage de Wien, deux des bras du pont contiennent l'un la capacité à mesurer, l'autre une capacité connue. Les deux autres bras sont constitués par des boîtes de résistances. Pour compenser l'inégalité des pertes diélectriques des résistances auxiliaires sont mises en série avec les condensateurs.

H. GREINACHER. — I. Sur l'emploi de l'électromètre vibratoire dans le pont de Wheatstone. — P. 388-389.

II. Applications de l'électromètre vibratoire. — P. 433-435.

L'auteur signale que l'électromètre de Wulf (¹) (ou tout autre électromètre à fil de très faible inertie) peut être utilisé comme appareil de zéro dans un pont à courant alternatif. Les différences de potentiel à apprécier étant très faibles, il est généralement nécessaire de monter l'appareil sur le secondaire d'un transformateur dont le primaire est intercalé dans la diagonale du pont. Dans ce but, l'auteur se servait d'une simple bobine d'induction dont l'interrupteur était supprimé. L'électromètre vibratoire employé dans ces conditions est un appareil de zéro extrêmement sensible, supérieur même au téléphone et au galvanomètre de résonance. Il convient pour des courants de périodes très diverses. Celles-ci ont varié dans les expériences de l'auteur entre $\frac{1}{30}$ et $\frac{1}{3.500}$. Mais, aux fréquences élevées, la période propre du fil de quartz intervient pour modifier la sensibilité de l'instrument.

L'électromètre de Wulf monté sur une bobine d'induction paraît susceptible d'autres applications. L'auteur indique notamment qu'il peut servir à déceler les champs magnétiques alternatifs.

PAUL DE LA GORGE.

J. ROBINSON. — Les propriétés photoélectriques des plaques métalliques minces. P. 276-281.

Les couches minces sont préparées par projection cathodique sur un plateau de quartz dans le tube même où se font les mesures photoélectriques, et l'auteur compare les phénomènes obtenus en lumière transmise et en lumière incidente.

Pour les épaisseurs les plus faibles, la vitesse des corpuscules est plus grande dans le premier cas que dans le second, mais devient plus faible lorsque l'épaisseur croît. En laissant entrer un peu d'air

¹ Pour la description de l'électromètre de Wulf, voir *Physikalische Zeitschrift*, t. VIII 1907, p. 246, 527, 780; t. X (1909), p. 251, et *J. de Phys.*, 4^e serie, t. VIII, p. 516, 526; 1909.

dans l'appareil, l'auteur observe une fatigue dans les deux cas, mais telle que le rapport des vitesses ne change pas.

Les mesures de courant photoélectrique montrent que, pour les couches minces, l'intensité maxima du courant émergent est plus grande que pour le courant incident, tandis que c'est l'inverse pour les couches plus épaisses. En lumière transmise, l'intensité croît vite avec la différence de potentiel entre la paroi argentée du tube et la lame, et atteint son maximum pour une petite valeur de ce potentiel; en lumière incidente, l'augmentation est moins grande, et la valeur constante est atteinte pour les potentiels beaucoup plus élevés.

Le mémoire se termine par des considérations théoriques. Les résultats semblent confirmer la théorie de Lénard ⁽¹⁾.

FULCHER. — A propos d'un travail récent sur l'effet Stark-Döppler des rayons-canaux de l'hydrogène dans l'air. — P. 407.

L'auteur signale que, lors de la publication de son dernier travail, il ne connaissait pas le travail de H. Wilsar, dont les résultats concordent avec les siens, et montrent que sa théorie exposée précédemment est fautive ⁽²⁾.

GYULAI ZOLTAN. — Sur l'effet Hallvachs du sélénium ⁽³⁾. — P. 454-460.

Recherches expérimentales : le sélénium placé sur l'un des plateaux d'un condensateur est soumis à l'action des rayons d'une lampe à mercure, et on mesure le courant photoélectrique. Les résultats sont différents avec le sélénium cristallisé et le sélénium amorphe.

Sélénium cristallisé. — La sensibilité croît avec le temps qui suit la préparation, plus rapidement lorsque le corps est placé à la lumière que lorsqu'il est plongé dans l'obscurité.

La sensibilité croît avec le temps d'électrisation positive dans l'air raréfié; dans le cas d'électrisation négative, elle croît d'abord pour diminuer ensuite jusqu'à zéro (le plateau de sélénium forme l'anode ou la cathode d'un tube à décharge et se trouve porté à un potentiel de 400 à 600 volts).

A l'air libre (le plateau de sélénium réuni à l'un des pôles d'une

(1) *Annalen d. Physik*, VIII, p. 149; 1902.

(2) Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 337, 506 et 945, 1911; et ce vol., p. 79 et 342, 1912.

(3) Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, 697 et 707; 1911.

machine statique donnant 5.000 volts), la sensibilité croît avec le temps d'électrisation positive et diminue avec celui d'électrisation négative.

Sélénium amorphe. — La sensibilité diminue à la lumière, croît dans l'obscurité. L'électrisation agit de la même façon dans l'air raréfié et à l'air libre, et ses effets disparaissent très vite ; les résultats quantitatifs varient d'ailleurs avec les échantillons.

L. LETELLIER.

MAX ABRAHAM. — I. La chute libre. — P. 310-314.

II. La conservation de l'énergie et de la matière dans le champ de gravitation. P. 314-314.

I. Ce mémoire et le suivant font suite au travail du même auteur paru récemment ⁽¹⁾, dans lequel il montre que la vitesse de la lumière c est liée au potentiel de gravitation Φ suivant la relation :

$$\frac{c^2}{2} - \frac{c_0^2}{2} = \Phi - \Phi_0.$$

Abraham développe les conséquences de cette formule dans le cas de la chute libre dans le vide, et il arrive notamment à ces trois résultats :

1° La trajectoire d'un point dans cette nouvelle théorie est encore une *parabole* ;

2° La vitesse de chute est proportionnelle au temps *propre* ;

3° La hauteur de chute est proportionnelle au demi-carré du temps *propre*.

Enfin, comme il est inadmissible que la vitesse c devienne nulle, il tire de l'inégalité :

$$\Phi_0 - \Phi < \frac{c_0^2}{2},$$

cette conséquence que la masse d'une étoile dont la densité moyenne serait celle du Soleil ne pourrait jamais dépasser cent millions de fois la masse du Soleil. Comme cette limite est suffisamment large, il n'y a là aucune difficulté pour la théorie.

II. En partant de sa théorie de la gravitation mentionnée ci-dessus,

J. de Phys., ce vol., p. 241.

l'auteur retrouve la formule d'Einstein (1), qui donne l'énergie E d'une masse pesante m , en fonction de l'énergie au repos E_0 , des potentiels de gravitation Φ et Φ_0 et de la vitesse de la lumière c_0 pour la masse supposée au repos :

$$E = E_0 + \frac{E_0}{c_0^2} (\Phi - \Phi_0).$$

Il montre en outre que le produit de la masse m par la vitesse de la lumière c reste constant :

$$mc = C^{\text{te}}$$

(conservation de la matière), et aussi que le quotient de l'énergie E par la vitesse de la lumière est constant :

$$mc = \frac{E}{c} = C^{\text{te}}$$

(conservation de l'énergie).

MARCEL BOLL.

P. EHRENFEST. — A propos de la question de l'inutilité de l'hypothèse de l'éther. — P. 317-319.

Considérations sur l'hypothèse de l'éther, le principe de relativité d'Einstein, la théorie de l'émission de Ritz. Ces deux derniers savants sont en contradiction formelle. L'auteur examine la question de savoir s'il y a des expériences qui pourront décider entre l'hypothèse de l'éther et celle de l'émission. Bien qu'Einstein prétende rejeter l'hypothèse de l'éther, les partisans de son principe de relativité doivent souhaiter que ce soit la théorie de l'émission qui soit en défaut dans ce cas particulier.

H.-W. MOODY. — Détermination du rapport des chaleurs spécifiques et de la chaleur spécifique à pression constante pour l'air et le gaz carbonique. — P. 383-388.

Détermination expérimentale de C par mesure directe de la chute de température produite par une détente adiabatique. Cette méthode,

(1) *Ann. d. Phys.*, XXXV, 902; 1911; — *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 938; 1911.

indiquée par Lummer et Pringsheim (*Wied. Ann.*, LXIV, 553; 1898), consiste à appliquer la formule :

$$\frac{C}{c} = \gamma = \frac{\log \frac{p_1}{p_2}}{\log \frac{p_1}{p_2} - \log \frac{T_1}{T_2}},$$

où p_1, p_2, T_1, T_2 sont les pressions et les températures absolues au début et à la fin de l'expérience.

La grandeur de la détente a varié de 12 centimètres à 12 millimètres de mercure. Les valeurs trouvées pour γ croissent régulièrement quand la grandeur de la détente diminue. Ceci tient à ce que la détente n'est pas rigoureusement adiabatique; elle ne peut l'être que pour une détente nulle.

L'auteur prend donc pour γ la valeur correspondant à une détente nulle, valeur qu'il détermine par une courbe.

Il calcule ensuite, au moyen de cette valeur et des valeurs admises pour la densité et les coefficients de dilatation, la chaleur spécifique à pression constante. Ces différents nombres concordent d'une manière satisfaisante avec les déterminations antérieures. Pourtant la chaleur spécifique de l'air ($C_p = 0,24118$) est un peu plus grande que la valeur généralement admise.

BOGUSLAWSKI. — Le champ du vecteur de Poynting dans l'interférence de deux ondes lumineuses planes dans un milieu absorbant. — P. 393-397.

Calcul du flux d'énergie à travers la surface de deux milieux absorbants, dans le cas où une onde polarisée elliptiquement tombe obliquement sur cette surface. Le plan des xy étant le plan de séparation des deux milieux et celui des xz le plan d'incidence, il y a interférence entre l'onde incidente et l'onde réfléchie, et l'auteur calcule les composantes du rayonnement suivant les trois axes de coordonnées. La composante suivant l'axe des x correspond à l'énergie de rayonnement d'un système de franges sur un écran parallèle au plan des yz ; cas particulier des franges de Fresnel.

La composante suivant l'axe des z n'existe que pour les corps absorbants; application à la photographie en couleurs par le procédé Lippmann.

P. JOB.

MACHE et MEYER. — Sur l'étalon de radium. — P. 320-322.

Comparaison des valeurs obtenues pour le courant dû à l'ionisation pour l'émanation seule, pour un condensateur plan de dimensions données (C) et pour un récipient infiniment grand (C').

La valeur de la constante :

	C	C'
Rutherford.....	2,75	6,10 (10 ⁶ E. S.)
Durand et Laborde.....	2,49	6,31
Flamm et Mache.....	2,67	6,02

O. HAHN et L. MEITNER. — Sur la distribution des rayons β entre les produits du dépôt actif du thorium. — P. 390-393.

Étude de l'absorption par des feuilles d'aluminium et de l'intensité du rayonnement.

Les rayons β pénétrants, dont la vitesse est au moins égale à 720/0 de la vitesse de la lumière, émis par le dépôt actif du thorium, proviennent non seulement du thorium D, mais encore, pour la plus grande part, du thorium B + C (vie moyenne : 60 minutes). Le pouvoir de pénétration a été mesuré à l'électroscope.

ED. RIECKE. — Théorie moléculaire de la piézoélectricité de la tourmaline. P. 409-415.

L'auteur reprend la théorie qu'il a publiée en 1892 (1) :

Chaque molécule est entourée d'un système de pôles électriques, dont la symétrie est celle du groupe auquel appartient le cristal ; les plans et axes de symétrie coïncident avec ceux du réseau. La constitution admise est donc identique à celle du réseau moléculaire de Schönfliess.

L'équilibre des pôles dépend des forces électriques et élastiques de tout le système. Dans la tourmaline, chaque molécule possède un moment électrique permanent dans la direction de l'axe principal ; ce moment est compensé par des couches superficielles, mais l'échauffement ou la traction fait naître de nouveaux moments électriques accessibles à l'expérience.

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Göttingen*, XXXVIII ; 1892.

En tenant compte de la symétrie de la tourmaline, on calcule à un multiple près, le moment électrique moléculaire; la charge est le double de la charge d'un ion électrolytique.

H. GREINACHER. — Mesure de la quantité d'émanation du radium contenue dans les eaux de source. — P. 435-436.

Description d'un appareil permettant d'effectuer au laboratoire les mesures sur l'eau qui peut être prise au griffon par une personne inexpérimentée.

E. MADELUNG. — Représentation analytique des courbes de magnétisme. P. 436-440.

L'auteur rappelle ses travaux antérieurs ⁽¹⁾ et ceux de Gans ⁽²⁾ sur les courbes de magnétisme; la dérivée de l'aimantation M par rapport au champ H est une fonction $\varphi(M)$ qui, à une constante près, est indépendante de la matière étudiée.

Il s'ensuit qu'en deux points de même ordonnée M et de même $H - H'$, où H' désigne le point anguleux de la courbe d'aimantation, $\frac{dM}{dH}$ est le même :

$$\frac{dM}{dH} = \varphi(M) f(H - H').$$

Vérification graphique de cette relation sur l'acier, le fer doux et l'acier chromé.

E. VON SCHWEIDLER. — Sur le rayonnement d'une sphère remplie d'une matière radioactive. — P. 453-454.

L'auteur montre que ce problème se résout au moyen de développements en série, sans qu'un intégral ⁽³⁾ soit nécessaire.

On calcule :

$$\frac{i'}{i'_0} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta e^{-x} = \frac{1}{4\varphi} \int_{R-\varphi}^{R+\varphi} dx \left[1 + \frac{R^2 - \varphi^2}{x^2} \right] e^{-x}.$$

MADLUNG, *Ann. d. Phys.*, XVII, p. 861 (1905).

² GANS, *ibid.*, XXVII, p. 1 (1908); XXIX, p. 301 (1909); XXXIII, p. 4063 (1910); et ce *Journal*, 5^e série, t. I, p. 4033 (1911).

V. THIRING, *Ph. Z.*, XIII, 266 (1912); ce vol., p. 417.

Pour toute la sphère,

$$\frac{J'_0}{J_0} = 1 - \frac{3}{4} (\mu R) + \frac{4}{10} (\mu R)^2 \dots$$

Les résultats sont conformes à ceux de Thirring.

A. GRUMBACH.

HEINRICH LOWY et GOTTHELF LEIMBACH. — Méthode électrodynamique d'exploration du sous-sol. — P. 397-403.

Les auteurs avaient fait une première série d'expériences de télégraphie à travers les couches interposées entre deux postes souterrains; le premier était situé dans les mines de sel de Ronnenberg près de Hanovre, le second dans celles de la Compagnie « Deutschland » à Weetzen. Ces postes étaient distants de 1.210 mètres et situés à des profondeurs de 560 et 450 mètres; les antennes mesuraient 2×80 mètres.

On a critiqué la longueur des antennes, qui a semblé trop grande. Aussi les auteurs ont, en janvier 1912, repris leurs expériences au même endroit, avec des antennes horizontales pouvant être à volonté de 2×50 ou de 2×25 mètres. Ce dispositif a permis de fixer, par l'étude des interférences obtenues avec des longueurs d'ondes variables entre 200 et 700 mètres (dans l'air), la profondeur de la couche d'eau souterraine. C'est ainsi que, pour une distance de 1.040 mètres entre les deux postes, les interférences étaient minima pour une longueur d'onde de 450 mètres, ce qui permet de calculer et de fixer la limite de la couche aquifère à 360 mètres au-dessus du poste de Ronnenberg, c'est-à-dire à 140 mètres au-dessous du sol. C'est ce qui correspond à la réalité, malgré le grand nombre des différentes roches traversées.

Des antennes verticales n'ont pas donné de bons résultats, probablement à cause de difficultés particulières d'installation.

L. EBLÉ.

J.-G. GRAY et A.-D. ROSS. — Sur l'influence de l'oxydation et du traitement thermique sur le magnétisme du cuivre. — P. 404-407.

Réponse à l'étude critique de F. Behnsen (1).

L'explication proposée par Behnsen ne rend pas compte des faits

(1) F. BEHNSEN, voir ce vol., p. 80.

suivants : 1° le magnétisme rémanent de la feuille de cuivre électrolytique chauffée au rouge blanc, puis trempée dans l'eau glacée, est hors de proportion avec la teneur en fer ; 2° la force coercitive de cette feuille devient deux fois plus grande lorsque la trempe est faite dans l'air liquide.

Gray et Ross admettent que la solution solide de Fe dans Cu est plus magnétique que Fe, hypothèse vraisemblable puisque les alliages Co-Cr et les alliages de Heusler fournissent des exemples analogues. A l'aide des idées actuelles sur la constitution des corps magnétiques, on peut interpréter ces faits et montrer pourquoi le magnétisme rémanent est plus important sur Cu en feuille que sur un barreau de cuivre.

L'augmentation de la force coercitive par la trempe à -190° est attribuée à la présence d'une trace de Ni, impureté ordinaire de Cu même très pur. Les alliages Ni-Cu riches en Ni sont magnétiques à la température ordinaire ; mais, pour une faible teneur en Ni, le point de Curie est inférieur à la température ordinaire : la trempe à basse température fait alors apparaître les propriétés magnétiques.

M. BARRÉE.

II. RAUSCH von TRAUBENBERG. — Relation entre la perte de poids des électrodes et les quantités d'électricité transportées dans les décharges oscillantes. — P. 415-421.

L'auteur s'est proposé de chercher s'il n'existait pas dans le cas de l'étincelle électrique une loi identique à celle de Faraday et s'il n'y avait pas proportionnalité entre la quantité d'électricité transportée et la quantité de matière arrachée aux électrodes.

Cette dernière grandeur s'évaluait par la perte de poids des électrodes. En ayant soin de les nettoyer avant la pesée et en faisant jaillir l'étincelle dans l'oxygène, on évitait l'influence du transport de matière d'une électrode à l'autre.

La quantité d'électricité transportée par seconde dans le cas d'une décharge oscillante amortie suivant une loi exponentielle est donnée par la relation :

$$q = bCV_0 \cot \text{hyp. } \delta;$$

b , nombre de trains d'ondes par seconde ; C , capacité du système oscillant ; V_0 , tension initiale maxima ; δ , décrement logarithmique.

Le système oscillant comportait une capacité, un thermo-élément donnant l'intensité efficace *iep* du courant oscillatoire, une self-induction et un éclateur.

Dans les conducteurs reliant les bornes de l'éclateur à la bobine d'induction excitatrice étaient intercalées des résistances liquides et un ampèremètre polarisé. Si l'éclateur est réglé de façon à ce que l'étincelle ne jaillisse que lorsque la différence de potentiel maxima est atteinte, les indications I de cet ampèremètre sont données par la relation :

$$(1) \quad I = bC \cdot V_0$$

D'autre part on a :

$$\frac{1}{ief^2} = \frac{bI_0^2}{4NS^2}$$

I_0 , amplitude maxima initiale du courant; N , en fréquence.

En désignant par λ la longueur d'onde en mètres des oscillations, en exprimant ief en ampères, C en farads, V_0 en volts, on a :

$$(2) \quad S = \frac{bC^2V_0^2}{\lambdaief^2} \cdot 2,97 \cdot 10^9.$$

On peut mesurer C , b se déduit de la vitesse de l'interrupteur de la bobine. Les relations (1) et (2) permettent de calculer V_0 et S .

L'auteur a constaté que lorsque des étincelles oscillantes jaillissaient dans l'oxygène ou dans l'azote entre des électrodes de magnésium, de thallium, de zinc, la perte de poids était très sensiblement proportionnelle à la quantité d'électricité transportée.

La quantité d'électricité transportée par atome-gramme serait, suivant les cas, 3 ou 4 fois plus grande que celle transportée dans l'électrolyse.

Pour expliquer cette dernière particularité, on peut se demander si l'amplitude des oscillations ne décroît pas suivant une autre loi que la loi exponentielle ou si les gaz de l'atmosphère ambiante ne jouent pas un rôle dans le transport de l'électricité.

P. LUDEWIG. — Dispositif permettant la lecture directe du degré de couplage des circuits oscillants. — P. 450-451.

Soit λ_0 la longueur d'onde d'un circuit oscillant isolé, λ_1 et λ_2 la longueur des deux ondes observées quand on le couple à un autre circuit, le degré de couplage est donné par la relation :

$$k = \frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{2\lambda_0^2}$$

qui peut se mettre sous la forme :

$$k = \frac{1}{2} \frac{c_2 - c_1}{c_0},$$

c_0, c_1, c_2 étant les différentes valeurs de la capacité de l'onde-mètre à capacité variable, correspondant aux valeurs $\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2$. Cette formule est analogue à la relation :

$$\vartheta_1 + \vartheta_2 = \frac{\pi}{2} \frac{c_2 - c_1}{c_0},$$

utilisée par l'auteur pour la réalisation d'un amortimètre à lecture directe⁽¹⁾, et on voit immédiatement qu'il suffit de modifier la graduation de cet appareil pour le rendre susceptible de donner par simple lecture le degré de couplage.

G. RUMELIN. — Nouveau dispositif pour la production d'arcs métalliques dans le vide. — P. 451-452.

Description d'un appareil permettant, pour les recherches spectroscopiques, la production d'un arc jaillissant dans le vide et ayant pour anode un bâtonnet du métal à étudier.

Cet appareil est construit de telle sorte que l'arc peut être placé dans un champ magnétique.

R. JOUAUST.

ALFRED SCHULZE. — Théorie des chaleurs spécifiques des mélanges liquides binaires. — P. 425-433.

Dans les recherches expérimentales antérieures, l'auteur a observé que la chaleur spécifique des mélanges liquides obéit rarement à la règle des mélanges. Il cherche à expliquer cette divergence par des changements moléculaires. Dolezalek a montré que, chez les liquides à molécules non associées, qui ne contractent aucune combinaison chimique, la tension de vapeur du mélange se calcule par la règle des mélanges; que, chez les liquides monomoléculaires susceptibles de réagir l'un sur l'autre, la tension de vapeur réelle est moindre que la tension calculée, tandis qu'elle est plus forte si l'un

J. de Phys., 3^e série, t. I, p. 711; 1911.

des liquides a des molécules associées. Des phénomènes analogues sont présentés par les variations de volume et par le pouvoir réfringent pour les ondes de grande longueur (Schulze); il doit en être de même pour les chaleurs spécifiques.

Désignant par c_a, c_c les chaleurs spécifiques des deux liquides, par m_a, m_c leurs poids moléculaires, par q_a, q_c les fractions de molécules de chacun d'eux ($q_a + q_c = 1$) et par c_g la chaleur spécifique du mélange, on a pour le *mélange idéal* :

$$(1) \quad c_g (m_a q_a + m_c q_c) = c_a m_a q_a + c_c m_c q_c.$$

Ceci est vérifié pour le mélange *benzène-chlorure d'éthylène*.

Si les deux liquides A et C contractent une combinaison AC, le mélange fait dans les proportions de q_a molécules de A et q_c molécules de C contiendra les nombres de molécules x_a, x_{ac} et x_c de A, AC et C; l'équation (1) devra être remplacée par

$$(2) \quad c_g (m_a x_a + m_{ac} x_{ac} + m_c x_c) = c_a m_a x_a + c_{ac} m_{ac} x_{ac} + c_c m_c x_c.$$

x_{ac} peut être déterminé d'après la constante d'équilibre K, selon la loi de l'action des masses.

Les mélanges *éther éthylique-chloroforme* et *acétone-chloroforme* ont une chaleur spécifique plus grande que celle qu'on calcule par l'équation (1); mais les mesures expérimentales montrent qu'ils vérifient très bien l'équation (2).

Pour le mélange *benzène-tétrachlorure de carbone*, qui appartient à un troisième type, la chaleur spécifique est plus faible que celle calculée par l'équation (1). Mais CCl_4 est un liquide contenant des molécules doubles, et, à mesure qu'un plus grand nombre de ces molécules se dissocient, la chaleur spécifique diminue. Par un raisonnement analogue au précédent, et connaissant la constante d'association K de CCl_4 , on a établi une formule semblable à (2), qui donne avec exactitude la chaleur spécifique du mélange.

Ainsi le mélange de deux liquides quelconques pourrait être considéré comme un mélange idéal au point de vue des chaleurs spécifiques, pourvu qu'on tienne compte des changements moléculaires.

A. CORVISY.

ÉMISSION CATHODIQUE A L'INTÉRIEUR DES LAMPES A INCANDESCENCE ;

par M. L. HOULLEVIGUE⁽¹⁾.

I. Lorsqu'on survolte fortement une lampe à incandescence à filament de charbon, par exemple en mettant sous 75 volts une lampe de 50, on observe quelquefois une *lueur* bleuâtre qui remplit la totalité de l'ampoule. Cette lueur, examinée au spectroscope, donne les raies du mercure; elle disparaît spontanément au bout de deux ou trois minutes; les expériences ultérieures ont établi que cette disparition avait pour cause un dégagement de gaz provenant soit de l'ampoule, soit du filament. L'approche d'un aimant en fer à cheval concentre la lueur suivant un tube de force, qui passe toujours par le filament incandescent.

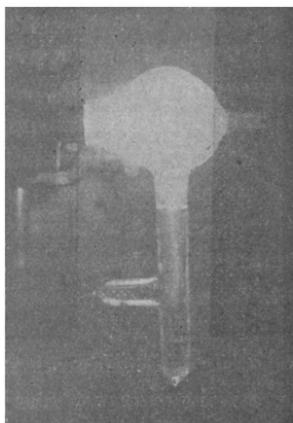


FIG. 1.

Tous ces effets peuvent être attribués, en première analyse, aux électrons émanés du charbon, qui rendent lumineuse par leurs chocs la vapeur du mercure laissée dans l'ampoule par la pompe à vide; en particulier, l'enroulement suivant des tubes de force, comme dans les expériences de M. Villard sur l'aurore boréale, est tout à fait caractéristique d'électrons à faible vitesse.

Lorsqu'on soude à l'ampoule de la lampe des récipients de formes

¹ Communication faite à la Société française de Physique; séance du 16 février 1912.

diverses, par exemple le tube en verre représenté *fig. 1* ⁽¹⁾, et qu'on relie l'appareil à une pompe Gaede, on observe que la lueur se prolonge dans ces récipients, où elle s'étend d'autant plus que le vide est plus parfait et le filament plus échauffé ; s'il existe des étranglements sur le trajet de la lueur, elle les franchit brusquement pour s'épanouir dans l'espace élargi qui vient à leur suite et sans jamais former un pinceau défini.

Soumise à l'action d'électrodes portées à des potentiels différents, cette lueur se comporte comme une masse gazeuse ayant, dans son ensemble, une électrisation négative, c'est-à-dire qu'elle paraît attirée par les charges positives et repoussée par les autres. La *fig. 2* montre l'action de deux électrodes dont l'une attire la lueur, tandis

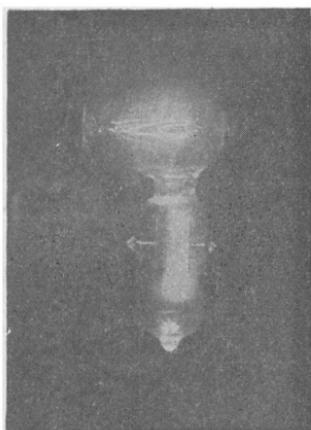


FIG. 2.

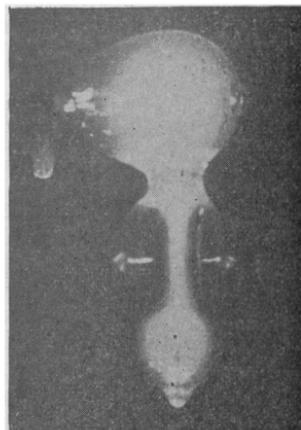


FIG. 3.

que l'autre la repousse ; dans la *fig. 3*, l'action des deux électrodes est répulsive et la lueur est étranglée et rejetée en avant ou en arrière de la figure.

L'action d'un champ magnétique ne produit que des modifications assez confuses ; dans le cas représenté *fig. 1*, l'approche d'un aimant, dans une direction quelconque, a toujours pour effet un raccourcissement de la lueur sans qu'on puisse observer de déviation latérale conforme aux lois de l'électromagnétisme.

L'ensemble de ces résultats porte à supposer que la lueur a pour

(1) Toutes les photographies données dans cet article ont été obtenues, sur plaques Lumière Σ , avec trois à dix secondes de pose : elles sont reproduites sans retouches.

origine des électrons animés de mouvements incoordonnés qui, partant de l'extrémité négative du filament de la lampe, retournent à l'extrémité positive, après avoir parcouru à l'intérieur du récipient des trajectoires compliquées. En supposant même que ces électrons doivent toute leur vitesse au champ électrique, cette vitesse est amplement suffisante, d'après les mesures de Starke, pour ioniser la vapeur de mercure et la rendre lumineuse.

II. On observe des apparences plus faciles à interpréter en employant un dispositif analogue à celui qui sert à produire les rayons-canaux : l'ampoule A d'une lampe à incandescence (*fig. 4*) commu-

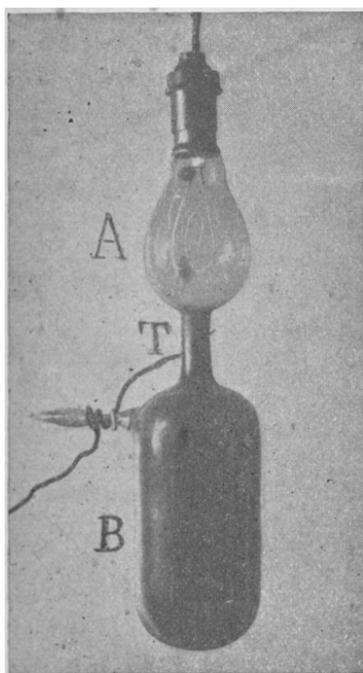


FIG. 4.



FIG. 5.

nique avec le récipient B par un tube qui contient en T, soit un fil de platine enroulé en hélice, soit un cylindre creux de platine qui peut être porté à un potentiel supérieur à celui du filament incandescent; tous les potentiels dont on peut avoir besoin sont pris, à l'aide de rhéostats appropriés, sur les 220 volts d'une canalisation à courant continu; on crée ainsi entre le filament de la lampe et T

un *champ électrique accélérateur* qu'on peut faire varier à volonté. Dans ces conditions, et pour un vide suffisant, on voit encore apparaître dans le réceptif B la lueur diffuse dont je parlais tout à l'heure, mais dans cette lueur se dessine un *pinceau lumineux* beaucoup plus brillant et dont le contour est nettement défini (*fig. 5*); ces effets apparaissent *sans qu'il soit nécessaire de survolter la lampe*, mais il suffit de légères modifications dans le régime de cette dernière, ou dans la grandeur du champ accélérateur, pour faire varier notablement les apparences.



FIG. 6.

La propriété caractéristique de ce pinceau est son extrême sensibilité à l'action de l'aimant; la *fig. 6* représente les positions de ce pinceau pour deux valeurs du champ égales à $\pm 1,44$ gauss (abstraction faite du champ terrestre). Il est facile de concevoir, dans ces conditions, que le champ terrestre suffise, à lui seul, pour produire une déviation appréciable; on n'a en effet qu'à se reporter à la *fig. 5*, où le champ terrestre est seul à agir, pour voir que la courbure du pinceau est parfaitement visible.

Le sens de ces déviations est conforme aux lois de l'électromagnétisme, si on suppose que le pinceau est dû à des électrons émanés du filament et lancés dans le récipient par le champ électrique accélérateur ; mais il était nécessaire de vérifier si ces mêmes lois étaient vérifiées quantitativement. Après un certain nombre d'expériences préliminaires, je me suis arrêté au dispositif suivant, qui permet des mesures précises.

En premier lieu, pour mieux définir le potentiel du filament incandescent, j'ai fait construire des lampes à filament gros et court, qui consomment 100 watts sous une différence de potentiel de 20 volts ; j'ai, de plus, ovalisé l'extrémité inférieure du cylindre métallique creux placé en T (*fig. 4*) ; dans ces conditions, et en réglant convenablement les différences de potentiel, on parvient à un état, d'ailleurs assez instable, où la lueur a presque entièrement disparu du récipient B et où le pinceau se dessine très nettement sur le fond noirci de B ; sa longueur atteint alors 15 à 18 centimètres, tandis que ses dimensions transversales ne dépassent pas 3 ou 4 millimètres ; le trajet de ce pinceau peut alors être défini avec précision.

Pour le soumettre à un champ magnétique uniforme et bien défini, on a construit deux bobines circulaires, de 1 mètre de diamètre, dont les plans parallèles sont distants de 0^m,50 ; chacune de ces bobines contient vingt spires et le champ \mathcal{H} obtenu au centre est donné en fonction du courant, mesuré par un ampèremètre, par la formule :

$$\mathcal{H}_{\text{gauss.}} = 0,3596 \times I_{\text{amp.}}$$

Une étude préalable du champ, faite à l'aide d'un magnétomètre, a montré qu'il ne variait pas de plus de $\frac{1}{40}$ de sa valeur dans un rayon de 10 centimètres autour du centre du système formé par les deux bobines ; c'est dans cet espace qu'on place le récipient B où sont produits les rayons cathodiques ; d'autre part, la table d'expérience a été orientée de telle sorte que la composante horizontale X du magnétisme terrestre soit parallèle au champ \mathcal{H} produit par les bobines.

Ce dispositif permet de déterminer simplement et avec une exactitude suffisante la composante X ; il suffit de placer un magnétomètre au centre du système des deux bobines et de mesurer l'intensité I du courant pour lequel l'aiguille aimantée se retourne bout pour bout et oscille avec la même période que sous l'action du magnétisme ter-

restre, agissant seul; si \mathcal{C} est alors le champ produit par le courant I , on a évidemment :

$$\mathcal{C} - X = X, \quad \text{d'où} \quad \mathcal{C} = 2X.$$

Trois expériences bien concordantes ont donné $X = 0,22$ au point où doit être placé le réceptif B.

L'appareil étant ainsi établi, on règle avec soin le voltage L aux bornes de la lampe (on verra tout à l'heure l'importance de ce réglage) et l'excès V de potentiel de T sur le potentiel moyen du filament, de façon à obtenir un pinceau lumineux aussi nettement défini qu'il est possible, puis on photographie ce pinceau pour différentes valeurs du champ magnétique; ces photographies sont ensuite ramenées, par agrandissement, aux vraies dimensions de l'appareil et on détermine graphiquement le rayon de courbure R correspondant. Voici les résultats obtenus, avec $L = 20,6$ volts, $V = 109,7$ volts.

I ampères	2,75	5,5	6,7
$\mathcal{C} = 0,3596 \times I$	0,99	1,98	2,41
$\mathcal{C} - X$	0,77	1,76	2,19
R_{cm}	38,5	17,2	13,3
$R (\mathcal{C} - X)$	29,6	30,2	29,1
Moyenne de $R (\mathcal{C} - X)$...		29,6	

La constance du produit $R (\mathcal{C} - X)$ est vérifiée à 4 0/0 près, c'est-à-dire dans les limites de précision qu'on peut espérer; il est donc établi que le pinceau obéit aux lois de l'électromagnétisme; comme, d'autre part, les charges électrisées émanées du filament se propagent en remontant le champ électrostatique créé par la différence de potentiel V , on a affaire à un rayonnement cathodique.

La vitesse des électrons peut dès lors être évaluée d'après le rayon de courbure, par l'équation bien connue :

$$\frac{mv^2}{R} = \mathcal{C}ve,$$

qui donne ici, en prenant pour $\frac{e}{m}$ la valeur $1,77 \times 10^7$ donnée par Weiss et Cotton :

$$\begin{aligned} v_1 = R (\mathcal{C} - X) \times \frac{e}{m} &= 29,6 \times 1,77 \times 10^7 = 5,26 \times 10^8 \\ &= 5.260 \text{ kilomètres par seconde.} \end{aligned}$$

D'autres mesures, un peu moins précises, ont donné des nombres compris, suivant le champ accélérateur, entre 2.000 et 6.000 kilomètres par seconde. On a donc affaire à des rayons cathodiques lents, intermédiaires entre ceux qui se produisent dans les tubes ordinaires à rayons X et ceux que Lenard, Wehnelt, etc., ont obtenus, soit par l'action de la lumière ultra-violette, soit au moyen de cathodes à oxydes incandescents.

Il semble possible d'obtenir une seconde mesure de la vitesse, par la différence de potentiel V , en écrivant que :

$$\frac{1}{2}mv^2 = Ve.$$

Ce mode de calcul suppose que les électrons sont émis par le charbon sans vitesse initiale, ce qui est assez vraisemblable, d'après les expériences de Richardson; si les électrons avaient des vitesses inégales, l'action d'un champ magnétique produirait une dispersion du pinceau cathodique; or on n'observe aucune trace de dispersion; il est donc naturel d'admettre que les électrons, ayant tous même vitesse, ont précisément la vitesse due au champ. En acceptant cette hypothèse, il reste encore une certaine indécision due à ce que tous les points du filament n'étant pas tous au même potentiel, la différence de potentiel V n'est pas la même pour tous. Finalement, on trouve, en prenant toujours $\frac{e}{m} = 1,77 \times 10^7$:

$$v_2 = 6\,260 \pm 330 \text{ kilomètres par seconde.}$$

La moyenne $v_2 = 6.260$ est la valeur la plus probable parce qu'elle correspond au milieu du filament, qui est précisément placé à l'orifice du tube T. On voit que cette valeur est notablement supérieure à v_1 ; dans des expériences antérieures, mais moins précises, j'avais toujours trouvé un écart, de même sens, mais beaucoup plus grand (par exemple $v_1 = 2.600$ kilomètres par seconde et $v_2 = 8.100$ kilomètres par seconde).

Quelle est la cause de cet écart? Il ne faut pas perdre de vue que la valeur v_1 est seule correcte, parce qu'elle ne provient que de quantités mesurées sans ambiguïté. v_2 est certainement trop grand, c'est-à-dire que la vitesse réelle des électrons dans le récipient B est plus petite que celle qu'on peut déduire du champ accélérateur. Ceci ne peut pas tenir à l'existence d'une vitesse initiale des électrons,

puisque cette vitesse s'ajouterait à celle due au champ et qu'on aurait alors $v_1 > v_2$; on peut observer, déjà, que les électrons qui traversent le cylindre T n'ont pas été portés nécessairement au potentiel qu'on maintient sur ce cylindre; mais il y a une autre raison, dont je vais parler maintenant : elle réside dans l'existence d'un *champ électrique antagoniste* dû à la lueur.

III. J'ai étudié, à l'aide d'électrodes en platine fixées en divers points du récipient B et reliées à un électromètre, la distribution des potentiels à l'intérieur de B ; les résultats obtenus sont souvent compliqués, mais on peut dégager quelques propositions générales :

1° *Lorsqu'aucune lueur n'existe dans l'ampoule A, le tube T ni le récipient B, le potentiel est partout le même que celui du filament.* Les charges électriques projetées par ce filament agissent donc comme des égaliseurs de potentiel et, suivant l'expression de Richardson, transforment tout l'espace vide en un bloc conducteur ; ce résultat était déjà connu ;

2° *Lorsqu'il existe une lueur à l'intérieur du récipient, le potentiel a des valeurs variables d'un point à un autre; en tous cas, le potentiel à l'intérieur de la lueur est toujours compris entre celui du filament et celui du cylindre T ;*

3° *Aux limites de la lueur et de la région obscure, on observe une variation brusque de potentiel, le potentiel de la lueur étant toujours le plus élevé.* Voici, par exemple, une des séries de résultats obtenus; les potentiels sont mesurés en volts, à partir du potentiel moyen du filament :

Potentiel de T, V =	205	175	155	135	115	95	75	55
Potentiel dans la lueur, V_1 =	185	152	134	115	95	73	52	28
— hors de la lueur V_2 =	180	147	130	111	90	68	46	22
$V_1 - V_2$ =	5	5	4	4	5	5	6	6

On voit que cette variation brusque, d'ailleurs assez faible, est indépendante de V ; en même temps, le tableau des valeurs V_1 vérifie la proposition n° 2. énoncée ci-dessus.

Examinons maintenant quelques conséquences de ces résultats :

On voit d'abord que la lueur est le siège d'un champ électrique qui émane du cylindre T et qui, par suite, doit retarder la propagation des électrons à l'intérieur du récipient B ; c'est précisément pour réduire au minimum l'action de ce champ antagoniste que, dans les mesures relatives au paragraphe II, j'ai fait en sorte que la

lueur disparaisse presque complètement de l'espace B; le pinceau cathodique avait alors, dans un champ magnétique uniforme, une courbure constante, ce qui prouve bien que le champ antagoniste avait presque entièrement disparu de B; mais il subsistait, en même temps que la lueur, dans l'ampoule A et le tube T, ce qui explique l'écart entre les valeurs de v_1 et de v_2 .

On peut, de la même façon, se rendre compte du phénomène suivant : une augmentation du voltage L (c'est-à-dire de la température du filament a pour effet de ralentir considérablement la vitesse du rayonnement cathodique. Voici, par exemple, les valeurs du rayon de courbure R produit, dans un champ fixe $\mathcal{H} - X = 1,22$ gauss et pour une valeur fixe $V = 41,5$ volts du potentiel accélérateur, lorsqu'on fait varier L :

Pour L = 20,2 volts,	R = 15,5 cm.	d'où	$v_1 = 3\ 360$	kilom. par sec.
L = 21,8 —	R = 9,6 cm.		$v_1 = 2\ 070$	—

Il s'agit donc d'un effet considérable; l'existence d'un champ antagoniste permet d'en rendre compte : puisque ce champ est dû à l'ionisation de la vapeur de mercure par les électrons, il est naturel qu'il augmente avec le nombre de ces électrons, c'est-à-dire avec la température du filament; ceci montre combien il est nécessaire, dans les mesures précises, de maintenir fixe le voltage du filament incandescent.

Les propriétés électriques de la lueur expliquent enfin l'insuccès des essais effectués pour dévier le pinceau par l'action d'un champ électrique; ce pinceau passait, à l'intérieur de B, entre deux larges plateaux parallèles, distants de 3 centimètres, maintenus, l'un au même potentiel que T, l'autre à un potentiel peu différent. Une différence électrique de 1 à 4 volts entre les deux plateaux s'est montrée sans action sur le pinceau lumineux; elle aurait dû produire une forte déviation, si elle avait établi entre ces plateaux un champ uniforme, mais il est probable, au contraire, que ce champ était localisé au voisinage immédiat des électrodes, parce que la lueur maintient dans tout l'espace un état électrique qu'on n'est pas maître de modifier à volonté. D'ailleurs, Lenard n'est parvenu à manifester la déviation électrostatique des rayons cathodiques qu'en éliminant les dernières traces de gaz.

IV. *Réflexion des rayons cathodiques.* — Divers auteurs parlent

couramment de rayons cathodiques réfléchis (1) ; mais la lecture de leurs mémoires montre qu'ils ont observé non une *réflexion régulière*, mais une *émission cathodique diffuse* ; la méthode que j'emploie, qui donne un pinceau cathodique bien délimité et visible sur tout son parcours, m'a permis de constater l'existence d'une réflexion régulière. Si on recourbe à l'aide d'un aimant le pinceau photographié sur la *fig. 5*, on le voit (*fig. 7 et 8*) qui se réfléchit plusieurs



FIG. 7.



FIG. 8.

fois sur la paroi de verre ; j'ai pu observer ainsi jusqu'à quatre réflexions successives ; la réflexion est également visible dans la *fig. 5*, sur le pinceau non recourbé par un aimant.

Cette propriété établit une différence marquée entre les rayons cathodiques à grande vitesse, qui pénètrent sans se réfléchir et les rayons plus lents, qui se réfléchissent sans pénétrer ; c'est sans

(1) E. MERRIT, *Physic. Review.*, 1898, t. II, p. 217 ; WILLIAMS, *Physic. Review*, 1906, t. XXIII, p. 1 ; BAAYER, *Physikal. Zeitschr.*, mars 1909, p. 168 et 176 ; GEHRTS, *Anndl. d. Physik*, 1911, 4^e série, t. XXXVI, p. 994.

doute à cette différence que ces derniers rayons doivent de ne pas provoquer la fluorescence, au moins dans les conditions où j'ai opéré (1) ; je me suis assuré également qu'ils ne donnent pas de rayons X assez pénétrants pour traverser une paroi mince de verre ou de cristal.

Mais, si la réflexion des rayons cathodiques lents est un fait indéniable, l'explication en est malaisée ; il paraît improbable qu'une réflexion régulière puisse résulter d'un simple rebondissement des électrons contre une paroi solide ; il m'a paru naturel d'attribuer cet effet à une action électrostatique, c'est-à-dire à une répulsion des parois, électrisées négativement, du récipient ; pour contrôler cette hypothèse, j'ai placé à l'intérieur de B une large plaque d'aluminium

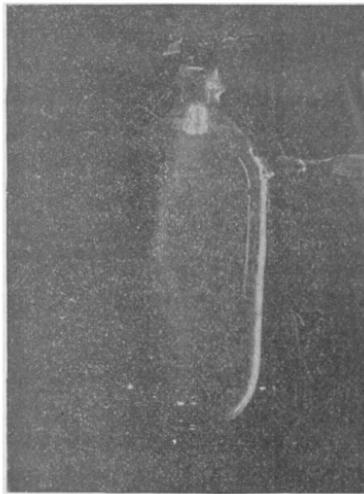


FIG. 9.

reliée électriquement à T, c'est-à-dire portée au potentiel le plus élevé qui existe dans l'appareil ; dans ces conditions, s'il existe un champ électrique à la surface de l'aluminium, il doit être dirigé vers l'extérieur, c'est-à-dire que son action s'oppose au rebondissement des électrons ; la *fig. 9* montre que la réflexion du pinceau se fait aussi nettement contre cette lame que contre la paroi de verre. —

On observe, il est vrai, une fluorescence bleue des parois en cristal du récipient, mais elle est indépendante de la position du pinceau cathodique ; elle paraît due exclusivement à la lumière ultra-violette produite par la vapeur de mercure ; elle serait donc un effet secondaire, et non un effet direct des électrons.

Il faut donc renoncer à cette hypothèse ; pourtant il arrive parfois que la réflexion se fasse sur la surface de séparation de la lueur et de la région obscure, comme sur une paroi solide, et cette constatation ne paraît guère favorable à l'hypothèse d'un rebondissement des électrons. D'autre part, il existe une dépendance étroite entre l'existence de la lueur et la possibilité d'une réflexion : quand la lueur est

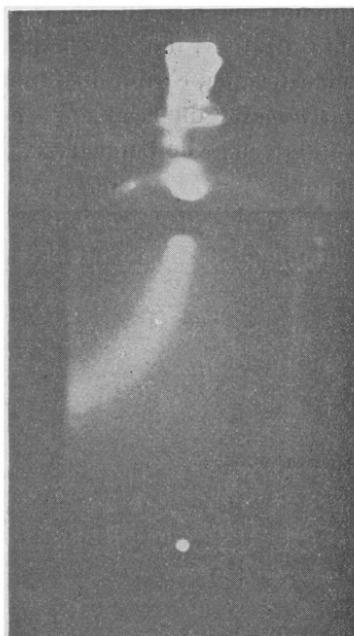


FIG. 10.

absente, la réflexion n'existe plus (*fig. 10*) ; il est vrai qu'on peut aussi bien exprimer cette dépendance en disant que *la lueur est constituée par les réflexions successives du pinceau* ; quand ce pinceau cesse de se réfléchir (ce qui paraît avoir lieu pour des valeurs élevées de sa vitesse), la lueur cesse par là même d'exister. Toutes ces conditions, indiquées par l'expérience, sont pour le moment difficiles à concilier.

ÉLASTICIMÈTRE ENREGISTREUR. — APPLICATION A L'ÉTUDE DE L'EXTENSIBILITÉ DU CAOUTCHOUC (1);

par MM. CHÉNEVEAU et HEIM.

Nous avons cherché à réaliser un appareil qui se prête très commodément aux essais d'extensibilité et d'élasticité du caoutchouc.

Mais l'appareil pourra être également utilisé pour l'étude de l'extension et de la rétraction de matières plastiques, de fibres textiles, etc., en un mot d'une matière quelconque; ce n'est qu'une question de puissance de l'appareil ou de dimensions des éprouvettes d'essai qui sera mise en jeu. D'autre part, l'appareil qui a été construit pour l'étude d'éprouvettes en forme de barrettes peut être facilement modifié pour utiliser toute autre forme d'éprouvette, en particulier la forme de rondelles.

L'intérêt d'un appareil enregistreur n'est plus à discuter; mieux que tout autre dispositif d'expérimentation, il donne la courbe exacte du phénomène étudié et permet au physicien de déduire la loi de ce phénomène, ce qui peut fournir, au point de vue purement physique, des renseignements sur la constitution de la matière et, au point de vue industriel, des données expérimentales intéressantes.

Il serait désirable que l'on étudie un grand nombre de corps dans l'esprit qui nous a guidés pour l'étude du caoutchouc; nous ne doutons pas qu'on en tire des résultats utiles à la fois à la science et à l'industrie.

L'élasticimètre enregistreur aura donc cet avantage de tracer, soit la courbe d'extensibilité à charges progressivement croissantes, soit un cycle d'hystérésis élastique, d'une façon continue, indépendante de l'habileté de l'observateur, tant comme expérimentateur que comme dessinateur.

Il existe déjà de nombreux élasticimètres enregistreurs, surtout destinés à l'étude du caoutchouc. Les types les plus récents de Breuil²⁾, d'Heim-Richard³⁾ et de Schwartz⁴⁾ donnent des résultats très intéressants, mais sont peut-être critiquables parce qu'ils

Communication faite à la Société française de Physique: séance du 15 mars 1912. — Société française de Colonisation et d'Agriculture coloniale, janvier 1912.

²⁾ *Le Caoutchouc et la Gutta-Percha*, années 1904 et 1905.

³⁾ Société d'Agriculture coloniale, juin 1904.

⁴⁾ *The Electrician*, vol. LXIV, 21 janvier 1910.

utilisent un ressort pour mesurer les charges et que nous ne croyons pas qu'on puisse se fier à un ressort pour obtenir une mesure absolument exacte de la charge. C'est ce qui découle en particulier d'une étude que nous avons faite avec l'appareil Heim-Richard. Il y a, d'autre part, intérêt à effectuer le tracé sur un papier millimétré ordinaire ou même sur un papier quelconque, divisé ou non, et à ne pas trop réduire l'échelle des courbes pour assurer plus d'exactitude à la détermination possible des constantes d'élasticité et de la surface des cycles d'hystérésis ; il peut être également commode dans certains cas que le graphique soit obtenu avec des échelles connues proportionnelles aux grandeurs mises en jeu.

Aussi, pour que l'appareil réalise ces diverses conditions et reste bien comparable à lui-même, nous sommes-nous adressés à la forme de dynamomètre pendulaire que nous allons décrire sommairement⁽¹⁾.

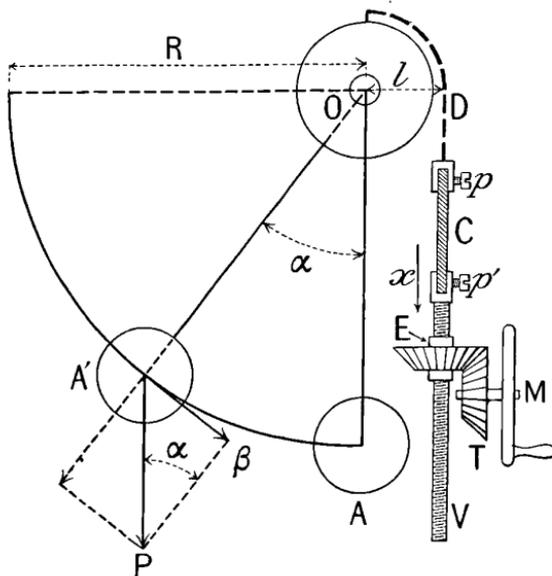


FIG. 1.

Principe et théorie élémentaire de l'élasticimètre enregistreur. — L'éprouvette C de caoutchouc (fig. 1) est, par exemple, en forme de barrette prismatique à section carrée ($0^{\text{m}},5 \times 0^{\text{m}},5 = 0^{\text{m}2},25$ et de

(¹) L'appareil a été réalisé avec beaucoup d'habileté par M. L. Deffez, constructeur à Paris.

2 m,5 de longueur (1); elle est serrée entre deux pinces p , p' , la pression étant au besoin réglable à volonté pour chaque caoutchouc.

On tire verticalement sur la pince inférieure à l'aide d'une vis V dont l'écrou E est mis en mouvement à l'aide d'un train d'engrenages coniques T et d'une manivelle M; la pince supérieure se meut aussi verticalement, supportée qu'elle est par une chaîne qui reste tangente au cercle O.

L'effort x appliqué à l'éprouvette sert à allonger cette éprouvette sous l'influence d'une force qui oblige une masse A à se déplacer circulairement autour de l'axe de rotation O, à une distance déterminée R; si nous considérons une position quelconque A' de cette masse pendulaire, la force efficace réellement agissante est la composante $A'\beta$ du poids P de la masse, c'est-à-dire :

$$A'\beta = P \sin \alpha,$$

si α est l'angle que fait la direction OA' avec la verticale OA.

Comme l'effort x peut être toujours supposé appliqué en D à une distance constante $OD = l$ de l'axe O, nous avons donc en jeu deux forces antagonistes, l'une, $P \sin \alpha$, appliquée à l'extrémité du bras de levier $OA' = R$, l'autre x appliquée à l'extrémité du bras de levier $OD = l$.

Lorsqu'il y aura équilibre, on aura, par application du théorème des moments pris par rapport à l'axe O :

$$P \sin \alpha \cdot R - xl = 0$$

ou

$$x = \frac{P \cdot R}{l} \sin \alpha.$$

On voit ainsi que l'effort de traction x varie d'une façon continue, depuis une valeur nulle, pour $\alpha = 0$, jusqu'à la valeur maximum $\frac{PR}{l}$, pour $\alpha = 90^\circ$.

Dispositifs d'enregistrement. — En réalité, pour la plus faible sensibilité de l'appareil, le poids P est constitué par un tambour

L'éprouvette, quelle que soit sa forme (barrette ou rondelle), peut être coupée dans une lame de caoutchouc. Pour les essais très nombreux auxquels nous sommes livrés sur cette matière dont nous n'avons souvent que de petits échantillons à l'état naturel, nous nous sommes de préférence adressés à des éprouvettes moulées au moment de la vulcanisation.

cylindrique monté sur la tige OA formant support (*fig. 2*, et ce tambour se déplace avec elle dans son mouvement pendulaire autour

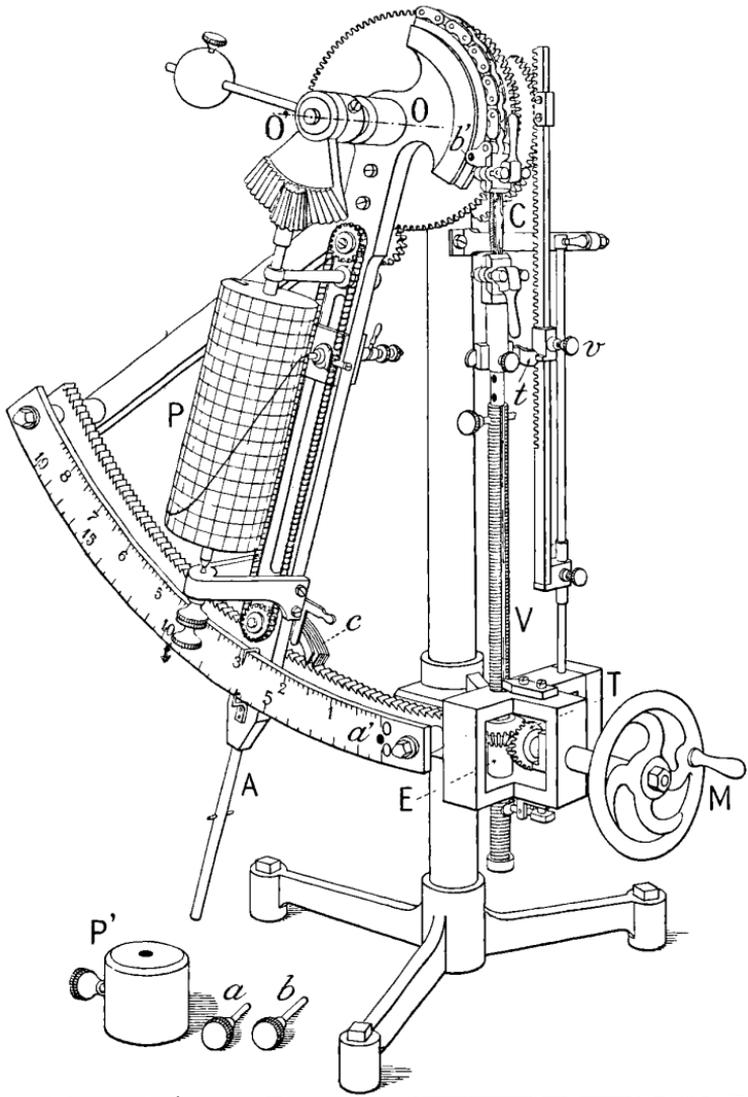


FIG. 2.

de l'axe OO' ; mais, en même temps que se produit son mouvement d'ascension, le cylindre peut prendre un mouvement de rotation

autour de son axe, grâce à un engrenage fixe et à un pignon conique denté mobile qu'on aperçoit nettement sur la *fig. 2*, en haut et en avant de l'appareil. La pince supérieure p est portée par une chaîne de Galle tangentielle. Pour passer par déplacement circulaire de la position A à la position A' (*fig. 1*), le cylindre, qui deviendra le cylindre enregistreur, aura donc en même temps tourné d'une *quantité dépendante de la charge*, égale à l'arc AA' ou :

2

$$s = R\alpha.$$

L'allongement de l'éprouvette, produit par l'effort de traction x , commande, à l'aide du taquet t et d'une crémaillère, un système de roues dentées (qu'on aperçoit également sur la *fig. 2* qui, par l'intermédiaire d'une chaîne de Vaucanson, réalise le déplacement d'un crayon, le long d'une génératrice du cylindre, *proportionnellement à l'allongement*.

De sorte que, si le cylindre enregistreur porte une feuille de papier millimétré et si le crayon s'appuie sur cette feuille, *on aura l'inscription directe de la courbe d'extensibilité* :

$$y = f(x),$$

reliant l'allongement y à la charge x (1).

On peut remarquer que si l'on calcule la valeur de l'arc s dont a tourné, à un moment donné caractérisé par l'angle α , le cylindre enregistreur, on obtient, en remplaçant dans l'équation (2) R par sa valeur tirée de l'équation (1), l'expression :

$$s = \frac{x l}{P} \frac{\alpha}{\sin \alpha}.$$

Si l'angle α est inférieur à 30°, ce qu'on peut facilement réaliser par construction sans trop d'encombrement (2), le rapport $\frac{\sin \alpha}{\alpha}$ reste constant avec une approximation que légitiment les erreurs

Beaucoup d'enregistreurs donnent la relation, beaucoup moins commode à utiliser directement et inverse de la précédente :

$$x = f(y).$$

Ce qui cadre également bien pour l'ordre de grandeur des divers facteurs mécaniques avec les dimensions de nos éprouvettes, en donnant 6 kilogrammes une charge limite.

expérimentales ⁽¹⁾, et l'on peut dire alors que les *déplacements s* sont *sensiblement proportionnels aux efforts x*.

Dans ce cas, le graphique pourra être considéré comme tracé avec des échelles connues pour l'allongement et la charge. Mais il faut bien remarquer que cette condition n'est d'ailleurs que commode et nullement nécessaire. L'arc circulaire de l'appareil est gradué en kilogrammes et hectogrammes pour l'emploi de l'appareil comme dynamomètre ordinaire.

La *rupture* de l'éprouvette se fait sans à-coups, grâce à un système de cinq cliquets *c* (fig. 2) dont au moins l'un d'eux engrène, à ce moment, sur un arc denté parallèle à l'arc divisé.

On peut enfin changer la sensibilité de l'appareil, par l'addition de contrepoids *P* disposés sur une tige *A* placée en dessous du cylindre, et l'on s'est arrangé pour diminuer le plus possible les frottements, au besoin par l'emploi de roulements à billes.

Pour tracer un *cycle d'hystérésis élastique*, dont l'aire, comprise entre une courbe d'extension et une courbe de rétraction, représente, en somme, l'énergie absorbée par la matière, — c'est-à-dire pour étudier *l'élasticité*, — le taquet *t*, entraîné par la pince inférieure de l'éprouvette dans son allongement, peut revenir en arrière et commander ainsi en sens inverse le mouvement de la crémaillère, des roues dentées, de la chaîne et par conséquent du crayon. Ce mouvement de rétraction peut se produire quand l'on veut, lorsqu'on juge que la courbe d'extension est arrivée à la limite qu'on voulait at-

(1) On a par exemple :

α	$\sin \alpha$	$\frac{\alpha}{\sin \alpha}$
5°	0,087	57,5
10°	0,174	57,5
20°	0,340	58,8
30°	0,500	60,0

L'expérience d'étalonnage du premier modèle de l'appareil donne d'ailleurs :

x	s		Erreur relative	Erreur absolue
1 kg.	31 ^{mm}	} Moyenne 32 ^{mm} ,9	— 6 0/0	— 60 gr.
2	33 ,5		+ 1,8	+ 18
3	32 ,0		— 2,8	— 28
4	33 ,5		+ 1,8	+ 18
5	34 ,0		+ 3,0	+ 30
6	33 ,5		+ 1,8	+ 18

teindre avant la rupture, soit par suite d'un allongement donné et constant de l'éprouvette (exprimé en tant pour cent de la longueur initiale), soit sous l'influence d'une charge déterminée et constante exprimée en tant pour cent de la charge de rupture qui, on le sait, est exprimée, en général, en kilogrammes par centimètre carré de la section initiale de l'éprouvette).

On peut d'ailleurs tracer ces cycles à allongement constant ou à charge constante avec des temps de repos différents aux extrémités du cycle, tracer des cycles réitérés, etc., en somme refaire toute l'intéressante technique que M. Bouasse (1) a établie dans les conditions ordinaires de température, au point de vue de la fixation et de l'amplitude des cycles; mais on peut aussi étudier la surface de ces cycles, étude qui mène également à des résultats importants sur l'élasticité, comme nous le montrerons ultérieurement.

Application à l'étude de l'extensibilité du caoutchouc. — Dans une série d'expériences ininterrompues poursuivies pendant les années 1910 et 1911 sur l'étude de l'extensibilité du caoutchouc, et principalement du caoutchouc vulcanisé, nous avons établi un certain nombre de faits et de lois (2) que nous ne saurions résumer ici, même en quelques pages.

Ces résultats avaient été obtenus assez péniblement par l'addition de charges successives et la mesure de l'allongement, sous l'influence de ces efforts croissant progressivement, entre deux repères ou entre les bords des pinces, ce qui est moins exact.

Nous voulons tout d'abord indiquer que l'élasticimètre enregistreur nous a permis de vérifier les lois et faits que nous avons déjà établis avec beaucoup plus de certitude; nous rappellerons ensuite sommairement les conclusions les plus saillantes et les plus intéressantes.

I. Ainsi que l'a remarqué le premier, croyons-nous, l'ingénieur Stevart, la forme de la courbe d'extensibilité du caoutchouc vulcanisé est tout à fait caractéristique. Elle se présente sous la forme d'un S plus ou moins allongé qu'indique la figure 3 lorsqu'on porte

1 BOUASSE et CARRIÈRE, *Ann. Fac. Sc. Toulouse*, t. V, 2^e série, 1904-05.

2 Sans pouvoir insister beaucoup dans ce court résumé sur la question bibliographique qu'on trouvera dans un mémoire spécial, nous devons à la vérité de dire que parfois nos résultats n'ont été que des vérifications.

les allongements en abscisses, la partie rr' se produisant avant la rupture en r' .

Par une étude systématique qui porte aujourd'hui sur au moins deux cents éprouvettes et trente sortes de caoutchoucs différents vulcanisés, nous avons pu établir que la loi d'extensibilité du caoutchouc à charges progressivement croissantes est suffisamment bien représentée par l'équation :

$$y = cx + a \sin^2 bx \quad (1),$$

dans laquelle y est l'allongement de l'éprouvette sous l'action de la charge x .

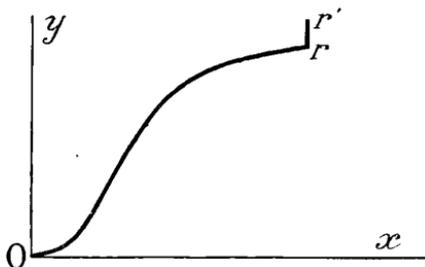


FIG. 3.

Les quelques tableaux que nous donnons, entre tant d'autres, d'après nos expériences, montrent avec quelle approximation, très satisfaisante en général, la loi théorique est en accord avec l'expérience ⁽²⁾.

(1) Cette loi avait été déjà indiquée, dès l'année 1904, par M. HEIM (*Recherches scientifiques sur les matières premières*, p. 74). Voir aussi CHÉNEVEAU et HEIM, *Comptes rendus*, 6 février 1911.

(2) On pourra d'ailleurs se rendre compte, dans un autre mémoire, que les résultats numériques d'autres auteurs vérifient également bien cette loi, en particulier ceux de M. Breuil.

TABLEAU I. — CAOUTCHOUCS MANUFACTURÉS (1).

Très bon caoutchouc (peu vulcanisé, sans charges).

$$y = 5,9x + 8,6 \sin^2 90x.$$

Charges x	Allongements y		Différences
	Calculés	Observés	
0 ^{kg} ,100	0 ^{cm} ,8	0 ^{cm} ,85	— 0 ^{cm} ,05
200	2 ,0	2 ,1	— 0 ,1
300	3 ,5	3 ,5	0
400	5 ,3	5 ,4	— 0 ,1
0 ,500 (2)	7 ,25	7 ,2	+ 0 ,05
600	9 ,16	9 ,0	+ 0 ,16
700	10 ,9	10 ,6	— 0 ,3
800	12 ,5	12 ,2	+ 0 ,3
900	13 ,7	13 ,5	+ 0 ,2
1,000	14 ,5	14 ,6	— 0 ,1

Bon caoutchouc (vulcanisé, sans charges).

$$y = 4,1x + 13,9 \sin^2 40,7x.$$

Charges x	Allongements y		Différences
	Calculés	Observés	
0 ^{kg} ,200	1 ^{cm} ,1	1 ^{cm} ,1	0 ^{cm}
400	2 ,7	2 ,5	+ 0 ,2
600	4 ,8	4 ,5	+ 0 ,3
800	7 ,3	7 ,1	+ 0 ,2
1 ,000	10 ,0	10 ,0	0
1 ,200	12 ,8	12 ,9	— 0 ,1
1 ,400	15 ,5	15 ,7	— 0 ,2
1 ,600	18 ,0	18 ,05	— 0 ,05
1 ,800	20 ,1	20 ,2	— 0 ,1
2 ,000	21 ,8	21 ,8	0

Caoutchouc moyen (vulcanisé, moyennement chargé).

$$y = 2,5x + 6,1 \sin^2 36,9x.$$

x	Allongements y		Différences
	Calculés	Observés	
0 ^{kg} ,200	0 ^{cm} ,75	0 ^{cm} ,75	0 ^{cm}
400	1 ,4	1 ,6	— 0 ,2
600	2 ,3	2 ,4	— 0 ,1
800	3 ,4	3 ,5	— 0 ,1
1 ,000	4 ,6	4 ,6	0
1 ,200	6 ,0	5 ,7	+ 0 ,3
1 ,400	7 ,2	6 ,9	+ 0 ,3
1 ,600	8 ,5	8 ,3	+ 0 ,2
1 ,800	9 ,6	9 ,4	+ 0 ,2
2 ,000	10 ,2	10 ,2	0

Les désignations données sont les désignations empiriques commerciales. La matière dont le caoutchouc est « chargé » peut être d'origine organique ou inorganique.

Les nombres en chiffres gras dans les tableaux indiquent les valeurs des efforts de traction prises pour le calcul des coefficients a et b , d'après la méthode graphique indiquée plus loin.

Caoutchouc très chargé (vulcanisé, forte charge minérale).

$$y \pm x + 1,4 \sin^2 53x.$$

x	Allongements y		Différences
	Calculés	Observés	
0kg,200	0cm,24	0cm,30	- 0cm,06
400	0,6	0,7	- 0,1
600	1,0	1,1	- 0,1
800	1,43	1,50	- 0,07
1,000	1,9	1,9	0
1,200	2,3	2,3	0
1,400	2,7	2,6	+ 0,1
1,600	3,0	2,9	+ 0,1
1,800	3,1	3,15	- 0,15
2,000	3,3	3,3	0

TABLEAU II. — CAOUTCHOUCS NATURELS VULCANISÉS.

Fine Para de l'Amazone (sauvage).

$$S^{(1)} = 10 \text{ 0/0} \quad t = 2h \quad \theta = 140^\circ.$$

$$y = 1,6x + 8,7 \sin^2 20,9x.$$

Charges x	Allongements y		Différences
	Calculés	Observés	
0kg,2	0cm,33	0cm,40	- 0cm,07
5	1,1	1,2	- 0,1
1,0	2,7	2,7	0
1,7	5,8	5,8	0
2,0	7,1	7,3	- 0,2
2,5	9,4	9,8	- 0,4
3,0	11,8	12,1	- 0,3
3,4	13,7	13,7	0

Para de Ceylan (plantation).

$$S = 2,5 \text{ 0/0} \quad t = 3h \quad \theta = 140^\circ.$$

$$y = 1,8x + 14,8 \sin^2 36,1x.$$

Charges x	Allongements y		Différences
	Calculés	Observés	
0kg,4	1cm,64	1cm,50	+ 0cm,14
8	4,9	5,2	- 0,3
1,0	6,9	6,6	+ 0,3
1,3	10,3	10,3	0
1,5	12,4	12,4	0
1,8	15,4	15,0	+ 0,4
2,0	17,0	16,8	+ 0,2
2,3	18,8	18,4	+ 0,4
2,6	19,4	19,6	- 0,2

(¹ Les quantités S , t , θ , représentent le taux de soufre mélangé au caoutchouc, la durée de la cuisson et la température de vulcanisation.

Para de l'Indo-Chine Hévéa de plantation Belland .

$$S = 2,5 \text{ 0/0} \quad t = 3h \quad \theta = 140^\circ.$$

$$y = 3,4x + 13 \sin^2 50,7x.$$

Charges x	Allongements y		Différences
	Calculés	Observés	
0 kg,2	1 cm,1	1 cm,1	0 cm
4	2 ,9	2 ,9	0
6	5 ,36	5 ,3	+ 0 ,06
0 ,9	9 ,8	9 ,8	0
1 ,2	14 ,0	14 ,0	0
1 ,4	16 ,3	16 ,3	0
1 ,6	18 ,11	18 ,15	- 0 ,04
1 ,8	19 ,2	19 ,2	0

Caoutchouc de Liane (Landolphia Thollonii, Congo .

$$S = 2,5 \text{ 0/0} \quad t = 3h \quad \theta = 144^\circ.$$

$$y = 6,3x + 7,7 \sin^2 13,15x.$$

Charges x	Allongements y		Différences
	Calculés	Observés	
1 kg.	1 cm	0 cm,8	+ 0 cm,2
2	2 ,8	2 ,7	+ 0 ,1
3	5 ,0	5 ,1	- 0 ,1
4	7 ,4	7 ,4	0
5	9 ,6	9 ,6	0
6	11 ,2	11 ,4	- 0 ,2
7	12 ,1	12 ,2	- 0 ,1

TABLEAU III. — PELLICULE D'ENFUMAGE DU FINE PARA, HARD CURE.

$$y = 7,4x + 19,2 \sin^2 14,2x.$$

Charges x	Allongements y		Différences
	Calculés	Observés	
25 gr.	0 cm,25	0 cm,25	0 cm,
50	0 ,66	0 ,60	+ 0 ,06
75	1 ,20	1 ,15	+ 0 ,05
100	1 ,9	1 ,9	0
125	2 ,52	2 ,70	- 0 ,18
150	3 ,64	3 ,8	0 ,16
175	4 ,67	5 ,0	- 0 ,33
200	5 ,62	5 ,9	- 0 ,28

II. Si l'on examine avec attention la courbe d'extensibilité du caoutchouc vulcanisé, on voit qu'elle peut être considérée comme constituée de trois parties caractérisées chacune par les coefficients

c , a , b et qui sont l'allongement initial, l'allongement moyen, l'allongement au voisinage de la rupture.

A un point de vue purement physique, la considération de ces diverses parties de la courbe d'extensibilité conduit à l'hypothèse suivante sur la constitution moléculaire du caoutchouc vulcanisé. Le caoutchouc semble se comporter, pendant le travail d'extension, comme une matière à molécules formées d'un noyau à forte ténacité, à extensibilité très faible et d'une enveloppe molle à faible ténacité, à extensibilité forte.

L'allongement initial du caoutchouc correspondrait à l'extension de la matière enveloppante, seule sollicitée par de faibles efforts de traction; l'allongement moyen correspondrait à l'extension simultanée et inégale de l'enveloppe et du noyau sous l'influence de charges croissantes; enfin l'allongement limite qui précède la rupture correspondrait, sous l'influence des fortes charges, à la déformation très limitée de la substance nucléaire.

Si l'on admet d'ailleurs cette hypothèse, on doit s'attendre à ce que la loi de compression d'un disque de caoutchouc soit de forme exponentielle, car, même pour de faibles charges, la matière dure est rapidement sollicitée et ne s'aplatit plus alors que très lentement.

L'expérience nous a d'ailleurs montré qu'il en était bien ainsi ¹.

III. La détermination des coefficients de l'équation précédente peut se faire très simplement par la méthode graphique suivante :

Étant donné la courbe d'extensibilité que l'enregistreur a tracée, si l'on mène la tangente OT à l'origine de la courbe (*fig. 4*), on voit immédiatement que le coefficient c est le coefficient angulaire de cette tangente, en tenant compte des échelles.

Pour déterminer a et b , considérons deux ordonnées correspondant à des charges x_1 et $2x_1$, cette dernière dans la période d'allonge-

(1) Nous avons en effet trouvé la loi suivante :

$$h = h_0 (1 - e^{-\beta x}),$$

h étant la dépression observée sous l'influence de la charge x . Pour mesurer ces faibles dépressions, nous avons imaginé un appareil micrométrique consistant, en principe, en un micromètre mobile, porté par la partie compressive, sur lequel est braqué un microscope fixe à faible grossissement. Si l'on connaît la valeur de la division du micromètre en fractions de millimètre et si, initialement, quand la dépression est nulle, le zéro du micromètre coïncide avec le réticule du microscope, le nombre de divisions qui se trouve au réticule après l'expérience, donne immédiatement la valeur de la dépression. Nous avons aussi réalisé sur ce principe un appareil pour la mesure des épaisseurs.

gement limite au voisinage de la rupture, et appelons z_1 et z_2 les portions d'ordonnées comprises entre la tangente OT et la courbe, on a :

$$\begin{aligned} z_1 &= a \sin^2 bx_1, \\ z_2 &= a \sin^2 2bx_1. \end{aligned}$$

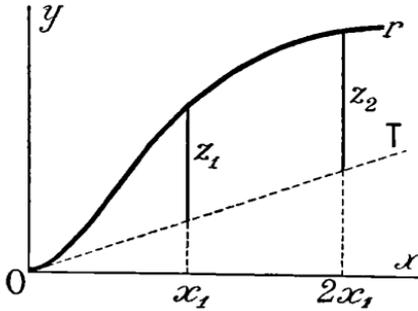


FIG. 4.

La résolution de ce système d'équations donne alors :

$$\begin{aligned} a &= \frac{4z_1^2}{4z_1 - z_2}, \\ \cos^2 bx_1 &= \frac{z_2}{4z_1}. \end{aligned}$$

IV. L'expérience montre de plus, entre certaines limites :

1° Que l'allongement total d'une éprouvette de caoutchouc est proportionnel à la longueur initiale l de l'éprouvette et en raison inverse de l'aire s de la section transversale;

2° Qu'il en est de même pour l'allongement initial :

$$c = k \frac{l}{s};$$

3° Qu'il résulte immédiatement des deux lois précédentes et de la loi d'extensibilité que le coefficient d'allongement moyen est de la forme :

$$a = a \frac{l}{s};$$

tandis que le coefficient d'allongement limite b est indépendant des dimensions de l'éprouvette;

4° Que pour un allongement donné, la charge est proportionnelle à la section initiale de l'éprouvette et que cette loi s'étend jusqu'à la

charge de rupture. Il en résulte que l'équation d'extensibilité peut alors prendre la forme :

$$(4) \quad y = k \frac{l}{s} x + \alpha \frac{l}{s} \sin^2 bx,$$

dans laquelle les coefficients spécifiques k , α et b peuvent être considérés comme caractéristiques de la matière et, pour cette raison, l'équation d'extensibilité, exprimée par la relation (4), pourra présenter un certain intérêt pratique.

Nous avons étudié, et nous étudions encore, les causes de variations possibles de ces coefficients qui sont multiples, mais qui, une fois connues, au moins dans leurs effets, permettront des appréciations tout à fait scientifiques de la valeur de la matière mise en expérience. On trouvera ailleurs les résultats et les conclusions de nos recherches ; nous en indiquerons quelques-uns, comme pouvant intéresser plus particulièrement les physiciens.

Influence de la vitesse de tractionnement sur l'extensibilité et l'élasticité. — Un point très important est que dans les limites où l'on peut opérer avec l'élasticimètre enregistreur, la vitesse de tractionnement a peu d'influence sur l'extensibilité et l'élasticité.

Ainsi, lorsque la variation de la vitesse est de 600 0 0, on observe les variations suivantes des coefficients d'extensibilité (1) :

k	11 0/0
α	3
b	11

Lorsque la variation de la vitesse est de 500 0/0, l'aire du cycle d'hystérésis, tracé pour un allongement de l'éprouvette de 200 0 0, ne varie que de 8 0/0.

Influence du travail antérieur. — On peut remarquer que la courbe

(1) L'allongement y du caoutchouc en fonction du temps t est de la forme :

$$y = A + B \log t.$$

Il en résulte que, si l'on admet qu'il n'y a pas de déformations permanentes, l'allongement limite d'un caoutchouc lentement tractionné, après repos périodiques, différera de l'allongement limite obtenu d'une façon continue et seul exact à notre avis. La différence trouvée entre les deux modes d'expérimentation n'a été cependant trouvée que de 18 0/0. D'ailleurs une partie des erreurs précédentes vient non seulement de l'expérimentation, mais aussi de la détermination graphique et du calcul des coefficients ; en effet l'erreur sur l'allongement à la rupture, qu'on n'a qu'à relever sur le graphique est, dans les mêmes conditions, de 4 0/0.

de première traction diffère essentiellement de la seconde, mais que, dès la troisième traction, les coefficients d'extensibilité ne varient plus beaucoup.

L'expérience, faite avec un bon caoutchouc commercial, donne par exemple :

	k	α	b
1 ^{re} traction.....	0,074	0,27	30,0
2 ^e —	0,070	0,25	38,1
3 ^e —	0,070	0,25	40,7
· · · · ·	· · · · ·	· · · · ·	· · · · ·
5 ^e traction.....	0,068	0,25	42,6

Chaque traction était faite après un temps de repos de vingt-quatre heures, sur la même longueur de caoutchouc. De même, si l'on considère les surfaces des cycles d'hystérésis élastique successifs tracés pour un allongement constant de l'éprouvette de 200 0/0, on trouve, par exemple, pour un excellent caoutchouc industriel :

	Surface
1 ^{er} cycle.....	9 ^{cm} ² ,5
2 ^e —	7 ,02
3 ^e —	7 ,05
4 ^e —	6 ,95

On dirait donc que le caoutchouc vulcanisé prend, sous l'influence de tractions répétées, avec ou sans temps de repos, un état stable au point de vue de son extensibilité et de son élasticité, et cet état paraît à peu près atteint pour la troisième traction ou le troisième cycle.

Extensibilité du caoutchouc cru. — On peut enfin se demander si le caoutchouc cru se comporte, au point de vue de l'extensibilité, comme le caoutchouc vulcanisé. Nous n'avons trouvé de courbe d'extensibilité de forme analogue à celle du caoutchouc vulcanisé que pour les échantillons de caoutchouc naturel qui se présentent sous formes de lamelles; ces lames sont concentriques à une pellicule génératrice obtenue par coagulation du latex sur une pelle placée au-dessus d'un feu de bois vert et qu'on peut appeler pour cette raison la pellicule d'enfumage. C'est le cas des meilleurs caoutchoucs, dits Paras sauvages ou de l'Amazone. La pellicule d'enfumage d'un de ces Paras, que nous avons extraite d'un gros bloc et qui avait moins d'un demi-millimètre d'épaisseur, nous a donné une courbe permettant le calcul de coefficients d'extensibilité (voir tableau III).

Étant donné le peu de ténacité de la matière crue, il est permis de supposer que la constitution moléculaire du caoutchouc naturel, difficile en effet à observer avec une matière peu tenace ou peu homogène, n'est pas, sans doute, éloignée de la constitution cellulaire que nous avons précédemment indiquée; cette constitution change nécessairement sous l'influence du travail mécanique antérieur à la vulcanisation : le caoutchouc vulcanisé aurait alors recouvert l'état moléculaire initial, qui serait en même temps considérablement renforcé.

Les recherches précédentes ont été faites par le Service d'études du caoutchouc à l'Office colonial, dans le laboratoire du caoutchouc créé par le Comité Biologia.

NOUVELLE BOMBE CALORIMÉTRIQUE ;

Par M. CH. FÉRY (1).

On sait combien il est important, au point de vue industriel, de connaître avec précision le pouvoir calorifique des combustibles : charbons, tourbes, pétroles, etc. Au point de vue théorique, la détermination des quantités de chaleur dégagées pendant la réaction des divers éléments entre eux a permis à Berthelot, Thomson, Favre, etc., de créer une science nouvelle la thermo-chimie qui a doté les physiciens et les chimistes d'un grand nombre de valeurs numériques dont l'importance est capitale.

La bombe qui fait l'objet de cette communication est destinée plus spécialement aux usages industriels où les qualités indispensables d'un tel appareil sont l'exactitude, la robustesse et l'absence de manipulations délicates ou comportant des calculs compliqués.

À part l'exactitude, ces qualités, qui peuvent également présenter quelque intérêt pour un appareil de laboratoire, y sont cependant moins indispensables.

La nouvelle bombe thermo-électrique présente sur les appareils similaires, bien qu'utilisant le même principe consistant à brûler le combustible dans de l'oxygène comprimé, un certain nombre de modifications ayant pour but d'en rendre l'emploi plus commode et plus rapide, et de supprimer toute espèce de correction.

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 17 mai 1912.

L'obus en acier A (*fig. 1*) peut recevoir par le pointeau *p* de l'oxygène à 25 kilogrammes par centimètre carré; la coupelle C a été garnie au préalable de l'échantillon du combustible, très exactement pesé. Au moyen d'un accumulateur ou d'une pile extérieure P, on peut provoquer l'inflammation de l'échantillon.

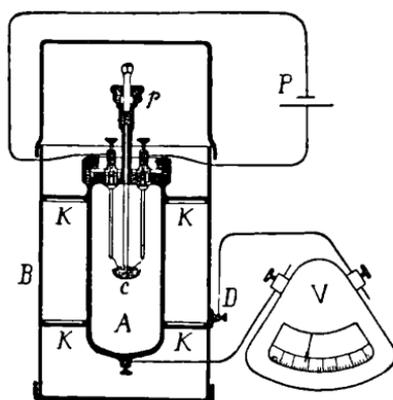


FIG. 1.

Dans les bombes généralement en usage, le poids de l'obus est de 3^h,500 et le système est immergé dans un calorimètre de Berthelot contenant 2 litres et demi d'eau.

Le nouvel obus a été très allégé, il ne pèse que 1 kilogramme, et on a supprimé la masse d'eau.

Dans ces conditions, l'élévation de température, qui n'était que de 2 à 3 en employant 1 gramme des charbons industriels ordinaires, est multipliée ici par le rapport inverse des masses calorifiques, soit $\frac{2.850}{100}$.

On obtient ainsi facilement comme élévation de température 50 à 60°, et l'usage de thermomètres de précision n'est plus indispensable.

Cependant cette élévation de température pourrait ne pas être proportionnelle à la quantité de chaleur dégagée pendant la combustion si quelques précautions, sur lesquelles nous allons insister, n'avaient été prises.

L'obus A est maintenu au centre d'une enveloppe métallique extérieure B, formant enceinte protectrice, par deux disques métalliques K, K; il se trouve donc soumis par ce fait à une cause de

refroidissement, due à la *conductibilité* de ces disques. La perte de chaleur par conductibilité est, on le sait, proportionnelle à la différence de température existant entre les deux extrémités du corps conducteur.

Cette cause de refroidissement ne ferait donc, si elle était seule, que diminuer d'un certain pourcentage l'élévation qui serait obtenue si les supports de la bombe n'étaient pas conducteurs de la chaleur.

Il n'en est pas de même des deux autres causes de refroidissement :

La première est due à la *convection* qui s'exerce autour de tout corps chaud. Des filets d'air s'élèvent autour de ce corps avec une vitesse qu'on peut supposer sensiblement proportionnelle à la différence de température entre le corps et l'air ambiant ; de plus, la quantité de chaleur ainsi enlevée est le produit de la chaleur spécifique de l'air par l'excès de température ainsi gagné. On peut donc dire, comme première approximation, que cette perte serait proportionnelle au *carré* de l'excès de température de la bombe sur son enceinte.

La deuxième et dernière cause de refroidissement est due au *rayonnement* ; celle-ci, d'après la loi connue de Stefan, est proportionnelle à $T^4 - t^4$, où T est la température absolue de la bombe et t celle de l'enceinte.

En désignant par Q les calories dissipées par unité de temps, on aura donc :

$$Q = A(T - t) + B(T - t)^2 + C(T^4 - t^4).$$

Il est donc impossible, théoriquement tout au moins, d'obtenir avec un tel système des élévations de température proportionnelles aux quantités de chaleur dégagées dans la bombe.

Pratiquement, on dispose des coefficients A , B et C et on peut en particulier rendre A extrêmement grand. Dans ces conditions, comme T et t ne sont pas très différents, le produit $B(T - t)^2$ peut devenir négligeable, il en est de même de $C(T^4 - t^4)$.

Nous indiquerons plus loin comment cette hypothèse a été vérifiée expérimentalement. Les disques supports de la bombe, K , K , sont en constantan, alliage utilisé couramment aujourd'hui pour la construction des éléments thermo-électriques. Il en résulte que la bombe constitue la soudure chaude d'un gros élément thermo-électrique, l'enceinte B (dont la température ne varie pas sensiblement pendant les quelques minutes qui suivent l'allumage) forme la soudure froide.

Le couple constantan-cuivre ⁽¹⁾ ainsi réalisé donne 40 microvolts par degré. Un millivoltmètre industriel portatif donnant 200 millimètres pour 2 millivolts permet donc d'effectuer facilement la lecture de la température, puisqu'un millimètre lu sur l'échelle vaut 0°,25, ce qui représente $\frac{1}{200}$ de la déviation obtenue avec la plupart des combustibles.

Pour s'assurer que le refroidissement est dû presque exclusivement à la conductibilité des disques-supports, on a suivi la marche du refroidissement de l'appareil pendant vingt minutes, afin de constater que la courbe de descente est bien une exponentielle.

Voici les résultats obtenus :

Temps	Déviati on observée	Différence de 2 en 2 min.	Quotient $\frac{dD}{D \text{ moyen}} = C^*$.
0	0		
1	51,5		
2	51,0		
3	46,0	9,5	
4	41,5		$\frac{9,5}{46} = 0,206$
5	38,0	6,5	
6	35,0		$\frac{6,5}{38} = 0,171$
7	32,5	4,5	
8	30,5		$\frac{4,5}{32,5} = 0,138$
9	28,0	4,0	
10	26,5		$\frac{4}{28} = 0,143$
11	24,5	3,5	
12	23,0		$\frac{3,5}{24,5} = 0,143$
13	21,5	3,0	
14	20,0		$\frac{3}{21,5} = 0,139$
15	19,0	2,5	
16	17,5		$\frac{2,5}{19} = 0,132$
17	16,0	2,5	
18	13,0		$\frac{2,5}{16,0} = 0,156$
19	13,5	2,0	
20	13,0		$\frac{2,0}{13,5} = 0,148$

¹ La nature de la soudure n'a aucune influence sur la force thermo-électrique, la déviation ne dépend donc pas du métal dont est faite la bombe, mais bien des fils reliant le système au galvanomètre.

On voit qu'environ une minute et demie après l'inflammation la déviation maxima est atteinte; c'est cette valeur qui constitue la lecture, qui peut être effectuée dans d'excellentes conditions, car l'aiguille du millivoltmètre y reste pendant près de trente secondes.

Ce n'est que vers la sixième minute que les gaz ayant cédé toute la chaleur aux parois de la bombe ne modifient plus l'allure du refroidissement. A ce moment, l'expérience montre bien qu'on a :

$$\frac{dq}{q} = Kdt,$$

c'est-à-dire : $\frac{dq}{q}$, qui est proportionnel à $\frac{dD}{D}$ (déviations observées) = C^{te}, les intervalles de temps dt , séparant les mesures, étant eux-mêmes constants.

Il reste cependant encore une incertitude relative à la perte par conductibilité pendant la période séparant le moment de l'inflammation de celui où le millivoltmètre atteint sa déviation maxima. Que se passe-t-il pendant cette période où les gaz chauds de la combustion transmettent leur chaleur aux parois de la bombe? Peut-on admettre que la somme des chaleurs perdues pendant cette période variable reste bien proportionnelle à la quantité totale de chaleur dégagée par l'échantillon?

Il semble bien difficile de faire des hypothèses pour un régime aussi troublé et le plus simple est de s'adresser à l'expérience.

J'ai demandé dans ce but un essai au laboratoire d'essais des Arts et Métiers, et voici les résultats obtenus en faisant varier le poids du combustible qui est passé de 0^{gr},312 à 0^{gr},616 et dont le pouvoir calorifique a été de 6.330 calories pour l'acide benzoïque, 7.240 calories pour deux charbons et 9.690 calories pour la naphthaline :

BOMBE CALORIMÉTRIQUE

Corps brûlé	Acide benzoïque (6330e.)				Naphaline 9690e.				Charbons					
	7240e.		7960e.		7240e.		7960e.		7240e.		7960e.			
Poids de l'échantillon.....	0,312	0,371	0,388	0,392	0,402	0,574	0,445	0,449	0,558	0,616	0,400	0,512	0,523	0,422
Calories dégagées.....	1975	2348	2456	2481	2544	3329	4312	4351	5407	5969	2896	3707	4163	3939
Déviaton après 0 seconde.....	1	0	2	1	0	2	2	3	3	0	0	+1	-1	-3
30 secondes.....	44	43	45	55	58	80	65	10	70	75	45	69	69	70
1 minute.....	49	50	57	60	62	88	100	104	100	110	68	89	100	80
1 ^m .30.....	50	51	58,5	63	64	93	108	110	130	138	70,5	91	102	83
2 minutes.....	48	50	57	58	61	90	107	108	135	142	68	85	101	80
3 —.....	45	46	53	55	56	83	99	98	127	135	64	80	99	75
4 —.....	42	45	49	52	52	77	92	95	125	125	59	74	93	70
5 —.....	39	40	46	50	49	72	85	88	107	115	56	70	98	67
6 —.....	36	37	43	45	46	61	68	79	82	99	53	66	80	65
Déviaton maximum.....	49	51	57,5	61	64	91	106	107	132	142	70,5	90	103	86
(deduction faite de la déviaton initiale)														
Constante de l'appareil.....	40,28	40,33	40,80	40,20	40,15	39,75	39,63	40,66	40,96	42,00	41,07	41,18	40,41	39,00
Calories par division (sans aucune correction de refroidissement)														

Ces résultats montrent que la constante de l'instrument est bien en effet invariable avec le poids de l'échantillon et son pouvoir calorifique. Les petites différences observées, tantôt positives ou négatives par rapport avec la moyenne $40^{\text{cal}},44$ par division, n'ayant aucun rapport systématique avec le poids de matière brûlée, son pouvoir calorifique ou même le produit de ces deux éléments donnant le nombre de calories dégagé dans la bombe.

Poids	Chaleur dégagée	Constante	Différence avec la moyenne
$0,312 \times 6330 = 1975$		40,28	— 0,16
325	2550	40,33	— 0,11
371	2345	40,80	— 0,36
388	2450	40,26	— 0,18
392	2480	40,15	— 0,29
402	2550	39,75	— 0,69
526	3330	39,63	— 0,79
574	3650	39,99	— 0,45
$445 \times 9690 = 4310$		40,68	+ 0,24
449	4350	40,66	+ 0,22
558	5400	40,96	+ 0,52
616	5960	42,00	+ 1,56
$400 \times 7240 = 2895$		41,07	+ 0,53
512	3710	41,18	+ 0,74
$422 \times 7960 = 3360$		39,06	— 0,38
523	4170	40,41	— 0,03

La déviation maxima est atteinte dans tous les cas entre une minute et demie et deux minutes, ce retard semblant dû à la mauvaise conductibilité de l'oxygène remplissant l'appareil, et ne paraissant pas influencé par la quantité de chaleur produite, qui a varié de :

$$0^{\text{sr}},312 \times 6330 = 1970 \text{ calories (1}^{\text{re}} \text{ expérience),}$$

$$0^{\text{sr}},616 \times 9630 = 5960^{\circ} \quad (12^{\text{e}} \text{ expérience).}$$

Il semble donc acquis que, dans les limites de l'emploi pratique, cet appareil présente les qualités de proportionnalité indispensable pour l'usage auquel il est spécialement destiné.

SUR LE THÉORÈME DE KIRCHHOFF
ET LE PRINCIPE DU RETOUR INVERSE DES RAYONS ;

Par M. GEORGES MESLIN.

Le théorème qui est connu sous le nom de principe de Kirchhoff est établi, d'une manière générale, en étudiant l'équilibre thermique d'un corps placé dans une enceinte à la même température et en écrivant que les échanges assurent la permanence de cet équilibre.

Toutefois cette analyse peut être présentée de différentes façons : Dans la plupart des traités modernes, on simplifie la démonstration et, lorsqu'on considère les échanges qui ont lieu *dans une direction déterminée*, on écrit que les énergies gagnées et perdues suivant cette direction sont égales entre elles, d'où résulte immédiatement la relation cherchée.

Mais ce mode de raisonnement soulève une objection : il n'est pas évident *a priori* que le gain et la perte suivant chaque direction s'équilibreront exactement ; une démonstration préalable est nécessaire à ce sujet ; il se pourrait, en effet, qu'il y ait un déficit et que la compensation assurant l'équilibre thermique soit néanmoins atteinte grâce à une variation particulière suivant la direction considérée des pouvoirs émissifs, diffusifs ou absorbants et, dans ce cas, l'énoncé de cette loi serait précisément obtenu en écrivant que l'équilibre subsiste ; si du moins la compensation est réalisée isolément suivant chaque direction, il faut avoir recours pour l'établir à un autre principe.

Le raisonnement présenté par Kirchhoff évite cette objection, mais en revanche il est beaucoup plus compliqué et il introduit un autre lemme relatif au « retour inverse ».

Kirchhoff exprime en effet que, suivant une direction déterminée, il y a égalité, non pas entre les énergies *perdues* et *gagnées*, mais entre les énergies qui circulent dans les deux sens, c'est-à-dire entre les énergies *envoyées* et *reçues*, et cette proposition se rattache étroitement aux considérations développées sur le flux qui se propage dans une enceinte fermée.

Or, ces termes, énergie *perdue* et *envoyée* ou énergie *reçue* et *orbée*, sont loin d'être identiques, puisque l'énergie envoyée dans une direction se compose de l'énergie perdue et de celle qui est dif-

fusée dans cette direction, tout aussi bien que l'énergie reçue est formée de celle qui est absorbée et de celle qui est renvoyée dans tous les sens ; d'où l'introduction de deux termes correctifs par rapport à la première méthode.

Pour établir la relation cherchée, il faut alors avoir recours à un théorème que Kirchhoff démontre analytiquement et dont il donne un énoncé (que nous abrégeons ici), qui est un cas particulier du principe du retour inverse des rayons :

Parmi les faisceaux qui vont de la surface 1 à la surface 2, décomposons une portion (monochromatique) en deux composantes dont les plans de polarisation a_1 et b_1 seront perpendiculaires entre eux et d'ailleurs quelconques ; décomposons de même la portion de la première composante qui arrive sur 2 en deux composantes dont les plans de polarisation perpendiculaires l'un à l'autre sont a_2 et b_2 ; l'intensité de la composante polarisée suivant a_2 sera $Kd\lambda$. Faisons de même pour le faisceau qui va de 2 à 1 par le même chemin et pour la portion qui a la même longueur d'onde ; décomposons-la en deux composantes polarisées suivant a_2 et b_2 . Décomposons la portion de la première composante qui arrive sur 1 en deux composantes suivant a_1 et b_1 ; soit $K'd\lambda$ l'intensité de la composante polarisée suivant a_1 . On a :

$$K = K'.$$

Il en résulte alors que les deux termes correctifs sont égaux, ce qu'on peut exprimer sous la forme d'une relation entre deux quantités définies à propos de la diffusion : pouvoir diffusif suivant une direction considérée pour un flux tombant tout autour de l'élément envisagé et pouvoir diffusif dans tous les sens pour un flux tombant suivant une direction déterminée. Cette relation est au fond équivalente au principe du retour inverse ou au principe de Kirchhoff qui y sont implicitement contenus, en tenant compte de l'équilibre thermique et du principe de Carnot.

En résumé, on pourrait dire aussi que l'équilibre thermique serait possible sans que la relation de Kirchhoff :

$$e = \epsilon \times a$$

soit nécessaire, du moins pour chaque direction individuellement considérée, à condition qu'en même temps le principe du retour inverse ne soit pas vérifié ou, ce qui revient au même, que la rela-

tion entre les pouvoirs diffusifs dont il a été question ne soit pas satisfaite. Or cette relation peut être étudiée par l'expérience ainsi que quelques autres conséquences du principe du retour inverse sur lesquelles j'insiste dans un mémoire qui sera publié ailleurs (4).

DÉSAGRÉGATION DES MÉTAUX SOUS L'ACTION DE LA CHALEUR;

Par MM. G. REBOUL et E. GRÉGOIRE DE BOLLEMONT

L'étude de la désagrégation du platine sous l'influence de la chaleur et aux basses pressions a été faite par Berliner (2), Ester et Geitel (3), Nahrwold (4) et Stewart (5). Ils ont montré que :

a La valeur de la désagrégation produite dans un temps donné par l'incandescence d'un fil de platine diminue après un échauffement prolongé. Il y a épuisement du métal.

b La valeur de cette désagrégation, très faible dans l'hydrogène et l'azote, est fortement augmentée par la présence d'oxygène ; il semble même qu'il n'y aurait pas désagrégation du fil de platine, si toute trace d'oxygène pouvait être éliminée de son voisinage.

Cette désagrégation du fil est mise en évidence par sa diminution de poids et par un dépôt de platine ou d'un composé de platine qui se forme sur les parois du tube dans lequel on fait le vide. La critique que l'on peut faire à ces expériences est la suivante : il peut y avoir distillation partielle de platine du fil chaud sur les parois froides du tube à vide.

Dans les expériences qui vont suivre, cette désagrégation est mise en évidence dans divers gaz à la pression ordinaire, le dépôt se forme sur une lame à la même température que le métal étudié.

Au cours de ses expériences sur la conductibilité de l'air chaud, M. Blondlot (6) avait constaté que, lorsqu'on chauffe pendant quelques heures deux électrodes, l'une en platine, l'autre en cuivre, disposées en regard l'une de l'autre, il se produit sur l'électrode de

¹ *Memoires de l'Académie de Montpellier*, 1912-1913.

- BERLINER, *Wied. Ann.* XXXIII (1888), 289; XXXIV (1888), 791.

EL-TER et GEITEL, *Wied. Ann.*, XXXI (1881), 109.

⁴ NAHRWOLD, *Wied. Ann.*, XXXI (1887); XXXV (1888), 107.

STEWART, *Phil. Mag.*, XLVIII (1889), 481.

BLONDLOT, *C. R.*, CII (1886), 210.

platine un abondant dépôt noir. Ce fait a été le point de départ de notre travail. D'autre part, M. Le Chatelier a bien voulu nous signaler qu'il avait, lui aussi, dans divers essais, observé un transport analogue, sans pouvoir le rattacher à la formation d'aucun composé chimique défini.

Nous rappellerons d'abord rapidement la disposition et la marche des expériences.

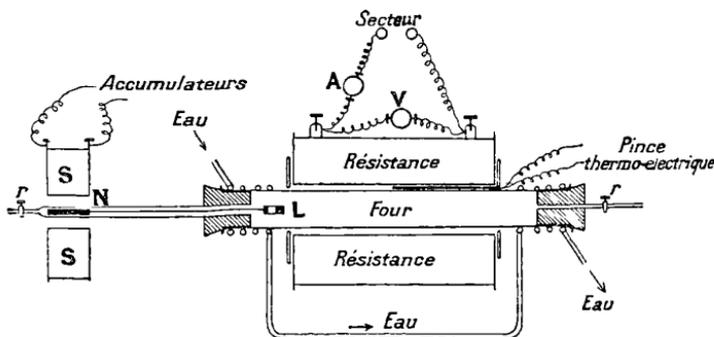


FIG. 1.

II. L'appareil de chauffage est un four à résistance ⁽¹⁾, qui donne facilement une température élevée et constante, la simple modification d'un rhéostat permet de la faire varier entre 200° C. et 1.200 C. Le four est formé d'un cylindre en terre réfractaire disposé horizontalement; ses extrémités sont refroidies par un courant d'eau.

La température est donnée par un couple Le Chatelier. Cette pince thermo-électrique a été étalonnée par fusion de fils d'argent et d'or et par comparaison jusqu'à 360° C. avec un thermomètre à mercure.

La lame de platine qui reçoit le dépôt est de forme carrée d'environ 2 centimètres de côté. La lame de cuivre, sous forme de bande de 0^{mm},5 de largeur, est placée vis-à-vis de la lame de platine et en est séparée par des cales de quartz ou de mica.

Les expériences exigent que les lames soient maintenues à température constante pendant un temps relativement court et bien déterminé; il faut en outre pouvoir les introduire sans ouvrir le four, soit qu'on y ait fait le vide, soit qu'on y ait introduit un gaz que son ouverture souillerait. Pour cela on a fixé l'ensemble L, formé par une lame et une bande des métaux étudiés, à l'extrémité d'une tige

(1) GUNTZ, *Journal de Chimie physique*, I 1903).

métallique dont l'autre extrémité est fixée au noyau de fer doux N d'un solénoïde S. La tige est placée dans un tube de verre disposé horizontalement suivant l'axe du four. Il n'y a qu'à faire glisser le solénoïde pour introduire dans la partie chaude du four l'ensemble des deux lames ou pour l'en retirer.

III. 1° Dans les expériences de M. Blondlot, les dépôts étaient obtenus après plusieurs heures de chauffe; dans les conditions expérimentales que nous avons indiquées, si l'on chauffe l'ensemble des deux lames pendant plusieurs heures, on n'obtient rien ou presque rien. La différence tient sans doute à ce que, dans les expériences où M. Blondlot a constaté ces dépôts ⁽¹⁾, l'atmosphère était confinée. Quoi qu'il en soit et quelle que soit la raison de ces divergences, l'influence du *temps de chauffe* est excessivement nette. Le dépôt commence d'abord à augmenter avec le temps, passe par un maximum, puis s'estompe et disparaît.

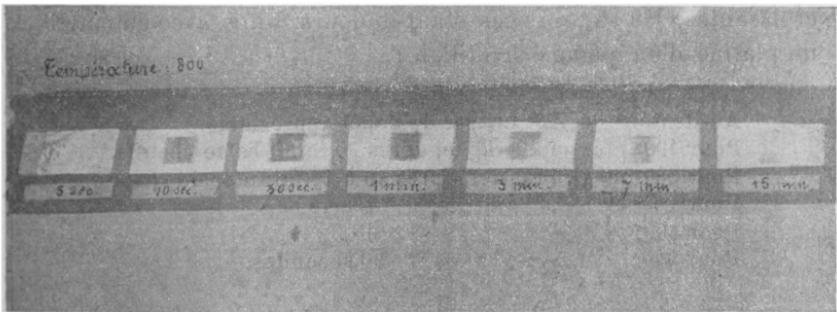


FIG. 2.

Le cliché ci-dessus (*fig. 2*) indique un maximum pour une minute; au bout d'un quart d'heure le dépôt a presque entièrement disparu; la température est de 800° C.

Que devons-nous conclure de l'existence de ce maximum que l'on retrouve à toute température? Le dépôt disparaît au bout d'un certain temps, c'est donc qu'il ne se renouvelle pas sur la lame de platine; la propriété qu'a la lame de cuivre d'émettre des particules s'épuise quand le temps de chauffe augmente; nous exprimerons ce fait en disant que le métal chauffé subit une *fatigue*.

L'abondance du dépôt dépend aussi énormément de la préhistoire

¹ BLONDLOT, *J. de Phys.*, 2° série, t. VI, p. 409; 1887.

du métal, elle varie beaucoup d'un échantillon de cuivre à l'autre ; une lame qui a déjà été chauffée donne des dépôts beaucoup plus faibles et bien moins nets.

Enfin l'abondance du dépôt dépend aussi de l'état de la surface de la lame de platine qui le reçoit, ainsi que de la préhistoire de cette lame ; nous verrons plus loin comment on peut déduire de ce fait la généralisation du phénomène de désagrégation d'un métal sous l'action de la chaleur, phénomène que nous n'étudierons actuellement qu'avec le cuivre.

2° L'influence de la *température* sur l'abondance du dépôt est également considérable. La quantité du métal déposé en un temps donné augmente, mais en même temps la vitesse, avec laquelle le dépôt disparaît de la lame de platine, augmente aussi avec la température. Le résultat se traduit par un rapprochement du maximum vers l'origine des temps, quand la températures'élève.

Voici à peu près la position de ces maxima pour des températures croissantes, les expériences étant toujours faites avec du cuivre et du platine d'un même échantillon :

Au-dessous de 400° C., pas de dépôt appréciable.			
Pour 400° maximum vague, après 30 minutes de chauffe.			
Pour 500°	—	—	10 à 15 minutes de chauffe.
Pour 600°	—	—	6 à 10 —
Pour 800°	—	—	1 —
Pour 900°	—	—	30 secondes.

La position du maximum donne une idée de la vitesse avec laquelle le métal s'épuise suivant la température ; elle renseigne donc d'une manière grossière sur l'intensité du transport du cuivre ; on voit que cette intensité augmente très rapidement avec la température.

3° Le transport du cuivre sur la lame de platine a l'allure d'une *projection*. Si, vis-à-vis du platine, on place une lame de cuivre en forme de croix, le dépôt reproduit les contours de la croix sur la lame de platine.

Le cliché (*fig. 3*) montre le résultat obtenu pour une distance de 1 millimètre entre les deux lames, la température étant 850° C. et le temps de chauffe trente secondes.

Cette expérience, ainsi que les faits établis plus haut, permettent déjà d'écarter diverses hypothèses que l'on pourrait faire quant au mécanisme de ce transport du cuivre sur le platine : il est difficile

d'admettre que des vapeurs de cuivre viennent se condenser sur la lame de platine, puisque les deux lames sont à la même température ; on conçoit d'ailleurs difficilement une atmosphère de cuivre s'étendant à plusieurs millimètres et gardant exactement la forme de l'objet de cuivre.



FIG. 3.

On a l'impression que ce sont de petits projectiles lancés par la lame de cuivre : si l'on augmente la distance qui sépare les deux lames, le nombre des projectiles atteignant le platine diminue de plus en plus et, pour une distance suffisante, dépendant d'ailleurs de la température, il n'y a aucun dépôt sur la lame de platine.

Par exemple : à une température de 850° C., le dépôt est très net à la distance de 5 millimètres, net pour 1 millimètre, plus vague à la distance de 2 millimètres, et disparaît à la distance de 3 millimètres.

Peut-on expliquer le dépôt par la formation d'un composé de cuivre, azote (¹) ou autre, qui se décomposerait au contact du platine ? Ce que nous venons de dire rend cette hypothèse difficilement soutenable, les expériences qui suivent la condamnent également : nous avons varié les conditions expérimentales en changeant tour à tour la nature du métal récepteur, la nature de l'atmosphère gazeuse et enfin celle du métal transporté.

4° En remplaçant le platine par d'autres métaux, comme l'aluminium, le nickel, l'or et même de la porcelaine dégourdie, on obtient des dépôts de cuivre présentant les mêmes caractères que ceux que l'on avait sur platine ; ce dernier ne joue donc pas un rôle essentiel.

En remplaçant le platine par de l'argent, il est impossible d'obtenir un dépôt de cuivre, la partie de la lame d'argent qui se trouve

BLONDEL, C. R., CII (1886), 210.

vis-à-vis de la bande de cuivre se détache en brillant sur les parties environnantes, comme s'il y avait eu transport en sens inverse. Nous verrons plus loin pourquoi l'argent n'a rien donné et ce que l'on peut conclure des faits précédents.

5° Quel est le rôle joué par l'atmosphère? Que se produira-t-il en la supprimant?

Le vide était fait au moyen d'une pompe Gaede et l'on avait, dans les conditions de l'expérience, des pressions de $1/50$ de millimètre. On obtient encore sur le platine un dépôt de cuivre présentant les mêmes caractères que dans l'air.

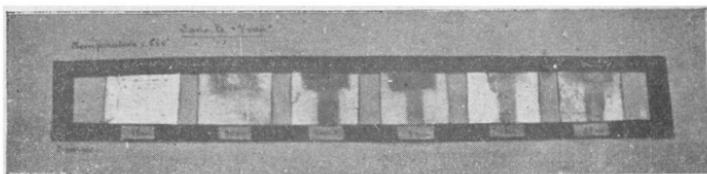


FIG. 4.

Les résultats indiqués par le cliché *fig. 4*, à une température de 850° , montrent leur analogie avec ceux obtenus dans l'air.

On voit que la présence de l'atmosphère gazeuse n'est pas indispensable; cette atmosphère joue cependant un rôle important. Si l'on remplace l'air par divers gaz, on constate que, sans changer les caractères généraux du phénomène, l'abondance du dépôt varie notablement: le dépôt est plus abondant avec l'oxygène qu'avec l'air, plus abondant avec l'air qu'avec l'azote, plus abondant avec ce dernier qu'avec le gaz carbonique. Naturellement, avec ces derniers gaz, c'est un dépôt gris mat que l'on obtient; il suffit de chauffer à l'air la lame de platine qui porte ce dépôt pour le transformer en oxyde noir.

Le cliché *fig. 5* montre les résultats obtenus avec le gaz carbonique, l'azote et l'oxygène, la température étant 825° C., et les temps de chauffe successivement: une demi-minute, une minute, deux minutes et demie, cinq minutes.

On retrouve bien l'influence prépondérante exercée par l'oxygène sur la désagrégation métallique du platine aux basses pressions.

Avec l'hydrogène, les résultats sont particulièrement curieux: en chauffant deux lames de platine et de cuivre dans une atmosphère

d'hydrogène, on ne trouve aucun dépôt vis-à-vis de la bande de cuivre, il y a seulement un dépôt qui en dessine les contours, comme si l'émission avait eu lieu seulement à partir des bords de la lame de cuivre.

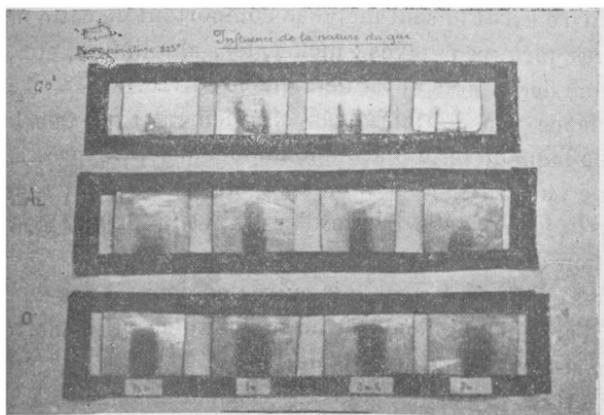


FIG. 5.

Le cliché *fig. 6* montre la différence des dépôts obtenus dans l'air et dans l'hydrogène, les conditions de l'expérience étant identiques.

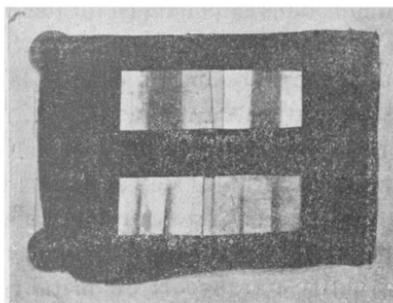


FIG. 6.

Dans ces expériences, on commençait, avant d'introduire l'hydrogène dans le four, par balayer l'air par un courant de gaz carbonique, puis on introduisait l'hydrogène qui balayait ce dernier gaz, il restait donc dans l'atmosphère des traces de CO^2 .

Remarquons aussi que les bandes de cuivre étaient coupées avec des ciseaux dans une bande plus large, de sorte que sur les arêtes de la bande le métal n'était pas physiquement identique à celui de la surface. Toujours est-il que dans l'hydrogène ce phénomène de transport n'est pas le même que dans les autres gaz.

6° Le cuivre est-il le seul métal se comportant de cette manière ?

Parmi les métaux essayés : nickel, fer, aluminium, etc., l'argent seul a donné des dépôts aussi nets que le cuivre.

L'expérience peut se faire très simplement avec une lame d'or vis-à-vis de laquelle on a placé une lame d'argent. Après chauffage, on constate sur la lame d'or un dépôt blanc d'argent, reproduisant nettement la forme de la bande d'argent et montrant bien qu'il y a eu projection de ce métal.

Ceci nous explique pourquoi le cuivre ne donnait pas de dépôt sur une lame d'argent : le dépôt formé se volatilise en même temps que les parties superficielles de la lame.

Les caractères de ces dépôts d'argent sont analogues à ceux indiqués pour le cuivre.

Nous avons rappelé plus haut que le platine dans le vide se désagrègeait et pouvait donner lieu à des phénomènes de transport. Il est infiniment probable que le phénomène se reproduit avec tous les métaux, quoique nous n'ayons pu le mettre nettement en évidence que pour le cuivre et l'argent. Cela est rendu très vraisemblable, par l'existence du maximum dans l'abondance du dépôt en fonction du temps. Le dépôt de cuivre formé sur la lame de platine ou d'un autre métal disparaît avec le temps, quand on chauffe la lame ; il est peu probable qu'à une température de 400° à 500° C., il puisse y avoir, dans les conditions ordinaires de pression, distillation du cuivre des parties chaudes aux parties froides de l'appareil ; la disparition du dépôt tient à une autre cause. Cette cause semble résider dans la généralité de ces phénomènes de transport : en même temps qu'il y a formation du dépôt, il y a transport du métal récepteur dans le sens inverse ; on conçoit que, grâce à la « fatigue » éprouvée par le métal transporté, le dépôt puisse disparaître.

La combinaison de cette formation et de cette disparition simultanées donne lieu à ce maximum dont la position est d'ailleurs variable avec la température. Une preuve de ceci semble résider dans ce fait que la position du maximum en fonction du temps ne dépend pas seulement de la température, mais aussi de la nature du

métal récepteur ; en particulier, il se produit beaucoup plus tard avec de la porcelaine déglacée qu'avec des métaux. Un autre fait qui paraît aussi confirmer notre hypothèse, c'est que la formation du dépôt dépend de la préhistoire du métal récepteur de la même manière qu'il dépendait de la préhistoire du métal transporté ; la façon dont les lames ont été nettoyées, a sur la formation du dépôt une influence énorme : l'apparition et la disparition du dépôt semblent dues à des causes similaires. Elles s'expliqueraient simplement en admettant cette désagrégation générale des métaux sous l'influence de la chaleur.

IV. En résumé, quand on chauffe un métal, il se produit le phénomène suivant :

Il y a transport du métal sur une lame placée vis-à-vis. Ce transport ne peut s'expliquer par une condensation de vapeur sur la lame réceptrice, il ne peut s'expliquer davantage par une combinaison chimique du métal avec les gaz de l'atmosphère. Le métal n'intervient d'ailleurs pas par sa constitution chimique, mais par sa structure physique. Tout se passe comme s'il y avait eu *projection*.

Quelle est l'hypothèse qui, en les expliquant, rend compte des particularités de ces projections ? Elle paraît être la suivante :

Quand on chauffe un métal, les gaz occlus provoquent une explosion superficielle du métal soit par rupture des poches microscopiques qui les contiennent, soit par un autre processus que nous verrons plus loin. Cette explosion est accompagnée d'une projection de petites particules métalliques, qui bombardent un obstacle faisant face à la lame et s'y incrustent, d'où l'allure de *projection* que présentent ces transports. Cette explication rend compte de l'importance capitale de la structure physique du métal chauffé ; certains échantillons donneront des dépôts très abondants et d'autres presque rien ; après un échauffement prolongé, il y aura épuisement du métal ; si l'obstacle qui reçoit le dépôt jouit de la même propriété, il doit y avoir maximum, etc.

D'ailleurs, si l'on examine sur un fond sombre une lame de cuivre que l'on porte à température élevée, on voit se former un nuage de particules métalliques incandescentes, comme s'il y avait eu éruption. Après l'expérience, un examen de la lame, à la loupe ou au microscope, montre un bouleversement de la surface comme s'il y avait eu arrachement de particules.

En somme, quand on chauffe un métal, il se produit un effet ana-

logue à un « rochage ». On sait que ces effets de rochage sont particulièrement intenses avec le cuivre et l'argent.

La présence de l'atmosphère gazeuse n'apparaît pas indispensable à la production du phénomène ; on peut cependant expliquer assez facilement son rôle de la manière suivante : parmi les gaz occlus dans les métaux, on rencontre surtout de l'hydrogène. Si, dans l'atmosphère environnante, il y a de l'oxygène, ce gaz pourra former, avec l'hydrogène, des poches microscopiques, de véritables mélanges tonnants qui provoqueront une volatilisation plus intense des parties superficielles du métal. Dans une atmosphère d'hydrogène, c'est un effet inverse qui tendra à se produire, il y aura plutôt diffusion de l'hydrogène en sens inverse qu'expulsion de ce gaz, les phénomènes n'auront donc pas la même allure que dans les autres gaz.

Dans les gaz occlus, il y a aussi du CO_2 et par suite du CO et de l'oxygène, à haute température ; il suffirait d'admettre que ces gaz se trouvent au cœur du métal, alors que l'hydrogène en occupe les parties superficielles, il s'ensuivrait que, dans une bande fraîchement coupée, il y aurait des traces d'oxygène sur les tranches de cette lame ; en la chauffant dans l'hydrogène, il pourrait donc y avoir explosion des parties superficielles des bords de cette lame ; ainsi s'expliquerait l'apparence du dépôt que l'on obtient dans l'hydrogène.

Notre hypothèse expliquerait donc assez bien l'ensemble de faits que nous avons établis, elle entraînerait aussi, comme nous avons essayé de le montrer⁽¹⁾, l'explication du phénomène de l'émission des charges positives émises par un métal lorsqu'on le chauffe.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLIV ; n° 21, 22, 23, 24 ; 1912.

H. DESLANDRES. — Rapprochement entre les étoiles temporaires et le Soleil.
Explication simple des étoiles temporaires. — P. 1321.

Rappel des phénomènes présentés par ces étoiles, et discussion montrant que les explications proposées jusqu'ici sont insuffisantes. Au contraire, l'observation journalière de l'atmosphère solaire, en

¹⁾ G. REBOUL et E. GRÉGOIRE DE BOLLENONT, *le Radium*, t. VIII, novembre 1911

particulier de ses couches supérieures, montre sur une petite échelle les particularités des étoiles nouvelles. Aussi peut-on admettre que ces astres sont des étoiles déjà refroidies, à écorce solide mince. Si l'écorce vient à se briser, les gaz intérieurs incandescents comprimés formeront pendant quelque temps une atmosphère très dense, très brillante, à mouvements analogues, mais plus rapides, à ceux de l'atmosphère solaire. Puis, l'écorce se reformant, l'atmosphère se refroidira et perdra peu à peu de son éclat.

DE FORCRAND. — Sur quelques constantes physiques du cyclohexanol. — P. 1327.

Température de solidification $22^{\circ},45$, d'ébullition $160^{\circ},9$ sous 766 millimètres de mercure; densité $0,947$ à $22^{\circ},5$. Les cristaux sont des octaèdres quadratiques très brillants: 100 parties de cyclohexanol dissolvent 11,27 parties d'eau; 100 parties d'eau dissolvent 5,67 parties de cyclohexanol à 11° .

A. PEROT. — Sur la raie verte de la couronne. — P. 1331.

La raie était très large, dissymétrique, fortement dégradée vers le rouge. Sa longueur d'onde moyenne est $5303,7 \text{ \AA}$, au bord ouest, à 1 de la surface solaire.

G. BOULIGAND. — Sur les petits mouvements de surface d'un liquide dans le champ d'une force centrale attractive, fonction de la distance. — P. 1338.

Théorie mathématique.

GASTON LEINEKUGEL LE COCQ. — Sur une propriété remarquable des câbles téléodynamiques. — P. 1340.

Théorie mathématique.

JEAN VILLEY. — Sur le phénomène de Volta et la théorie de Nernst. — P. 1342.

La différence de potentiel totale entre une électrode métallique et la solution aqueuse normale d'un de ses sels doit être la somme d'un

effet électronique de Volta et d'un effet électrolytique de Nernst. D'où des modifications avantageuses dans le calcul des tensions de dissolution, si l'on admet que le phénomène de Volta représente l'effet électronique.

L. DUNOYER. — Appareil pour la distillation rapide du mercure dans le vide.
P. 1345 (1).

G. SAGNAC. — Mesure directe des différences de phase dans un interféromètre à faisceaux inverses. Application à l'étude optique des argentures transparentes. — P. 1346.

Modification de l'interféromètre à lame d'air (2), qui consiste à donner au système S séparateur-lunette deux rotations à peu près symétriques par rapport à l'axe de symétrie vertical de S (méthode de bascule). Le déplacement de la frange centrale mesure le double de la différence de phase cherchée. Application aux variations des propriétés des argentures transparentes en fonction de leur âge.

H. BUISSON et Ch. FABRY. — Sur la température des sources de lumière.
P. 1349.

Étude de la largeur des raies d'émission.

Arc électrique entre tiges de fer 2 400° C.

Flamme peu chaude avec peu de sels de sodium 1 720° absolus.

Atmosphère solaire 6 000° absolus.

Ch. MAUGUIN. — Sur l'agitation interne des cristaux liquides. — P. 1359.

Il se produit un fourmillement rapide et incessant, tout à fait désordonné, dont l'intensité croît lorsque la température s'élève, et qui disparaît dans un champ magnétique de quelques milliers d'unités.

Seule la phase liquide de l'éthoxybenzol-aminocinnamate d'éthyle- α méthylé au dessous de 75° ne montre pas de fourmillement, tandis qu'au-dessus de 75°, elle présente les phénomènes cités plus haut.

(1) Société de Physique. Résumé des communications; séance du 5 juillet 1912.

(2) C. R., t. CL, p. 1676; 1910. — Société de Physique. Résumé des communications; séance du 7 juin 1912.

CH. GALLISSOT et M. LUIZEL. — Observations photométriques et colorimétriques de la Nova des Gémeaux faites à l'observatoire de Lyon. — P. 1393-1395.

Tableau. — Cette Nova des Gémeaux s'est comportée comme la Nova de Persée, mais avec des changements d'éclat et de couleur moins réguliers.

COSTA LOBO. — Enregistrement cinématographique de l'éclipse du 17 avril et forme peu allongée du contour lunaire. — P. 1397.

Expériences faites dans la zone d'Ovar, sur la côte du Portugal. Elles montrent que, en cet endroit, l'éclipse a été totale dans le sens du mouvement de la Lune et seulement annulaire dans une direction perpendiculaire, ce qui conduit à un faible aplatissement de la Lune dans le sens de son axe de rotation, de limite supérieure $\frac{1}{600}$, de limite inférieure égale à $\frac{1}{1.800}$.

DUCHÈNE. — Au sujet d'un appareil, dit Tourne-sol, destiné à faciliter l'observation du terrain en aéroplane. — P. 1407.

Cet appareil permet d'imprimer à une image du terrain reflétée dans deux miroirs une rotation en sens inverse de celle qu'elle paraît avoir du fait du virage de l'aéroplane. L'image du terrain est reçue dans un grand miroir B mobile autour de l'axe de l'appareil; ce miroir renvoie l'image à un petit miroir A, dont le plan contient l'axe de l'appareil; ce miroir, à son tour, la renvoie à l'observateur. Si on conserve à B une orientation sensiblement fixe dans l'espace, on devra faire tourner A d'un angle égal à la moitié de celui dont ont tourné l'aéroplane dans un sens et le miroir B dans l'autre. On prendra donc un train d'engrenages de démultiplication deux, agissant sur A et B à la fois.

F. CROZE. — Contribution à l'étude du phénomène de Zeeman dans les spectres de l'hydrogène et de l'azote. — P. 1410.

Tableau. — Pour chacune des trois premières raies de l'hydrogène, on obtient une seule composante située à la place de la raie

primitive pour les vibrations parallèles au champ et un doublet symétrique pour les vibrations perpendiculaires :

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{H\lambda^2} = 0,95 \cdot 10^{-4}\right).$$

Les raies de l'N dans le bleu donnent une seule composante pour les vibrations parallèles au champ et un doublet symétrique pour les vibrations perpendiculaires :

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{H\lambda^2} = 1,40 \cdot 10^{-4}\right).$$

L. RIÉTY. — Sur la différence de potentiel au contact du verre et d'un électrolyte. — P. 1411.

On sait que l'on a :

$$\varepsilon = 4\pi\eta \times \frac{E}{P}.$$

ε , différence de potentiel au contact en unités électrostatiques ;

η , viscosité du liquide, X sa conductibilité spécifique ;

P , différence de pression ;

E , différence de potentiel en unités électrostatiques entre les deux extrémités du tube capillaire dans lequel s'écoule le liquide, compté positivement lorsque le potentiel est plus élevé à la sortie. Pour des concentrations à 1 molécule-gramme de SO^4Cu , SO^4Zn , $(NO^3)^2Cu$, on a respectivement $\varepsilon = 0,56$, $0,64$, $0,36$. De plus, ε décroît d'abord quand la concentration augmente pour les solutions peu concentrées, passe par un minimum pour croître ensuite.

H. PÉLABON. — Sur les piles à sélénures. — P. 1414.

Quand on dissout un métal dans du sélénium en excès, par refroidissement, il se sépare du sélénium pur et un alliage dans des proportions telles qu'on pourrait croire à un composé. On formera les piles avec une solution saturante d'un sel du métal ; les électrodes seront le métal pur (toujours cathode) et l'alliage à étudier. Pour le système Ag-Se, la force électromotrice est nulle pour les mélanges $xSe + Ag$, $x < \frac{1}{2}$; pour Ag^2Se et les mélanges $xSe + Ag\frac{1}{2} < x < 1$,

la f. é. m est $0^{\circ},203$ à 15° . Il n'existe donc que le composé Ag^2Se . Les piles Pb-Se fournissent l'existence du composé Pb-Se ($0^{\circ},552$ à 15°); ces piles se polarisent facilement. Les piles Sn-Se conduisent aux composés SnSe ($0^{\circ},387$) et SnSe^2 ($0^{\circ},443$). Les piles Cu-Se conduisent au composé Cu^2Se ($0^{\circ},101$); les mélanges moins riches en cuivre ont une f. é. m plus grande.

A. BLONDEL. — Sur les oscillations des alternateurs accouplés. — P. 1416.

Théorie mathématique.

H. PÉCHIEUX. — Essai de détermination de quelques poids atomiques. — P. 1419.

Méthode électrolytique: en disposant en série les solutions neutres AB, AC, AD, A solution uniéquivalente d'azotate d'argent, B solution uniéquivalente d'azotate de plomb, C solution saturée de sulfate de cuivre, D solution concentrée de sulfate de zinc.

En adoptant $\text{Ag} = 107,88$, on trouve $\text{Pb} = 206,86$, $\text{Cu} = 63,43$, $\text{Zn} = 65,44$.

ALB. COLSON. — Sur la nécessité de reviser la loi d'action de masse et des équilibres homogènes. — P. 1420.

Cette nécessité résulte de la discussion des expériences de M. Lemoine sur l'acide iodhydrique.

Pu.-A. GUYE, G. KOVACS et E. WOURTZEL. — Poids du litre normal d'air atmosphérique à Genève. — P. 1424 et 1585.

Moyenne: 1 litre normal d'air à 0° pèse $1^{\text{gr}},2930$,

Les expériences mettent, en outre, en évidence de faibles variations de la densité de l'air en un même lieu de l'ordre de un à $\frac{2}{13000}$ variations confirmées, par l'analyse de l'air.

JACQUES DUCLAUX. — Le mécanisme de la coagulation. — P. 1426.

Le colloïde se coagule lorsque sa pression osmotique devient négative. L'auteur le démontre en admettant :

1° Que la pression osmotique d'une solution de plusieurs substances est la somme des pressions osmotiques partielles ; 2° que, dans l'état d'équilibre, les proportions relatives des diverses substances que la cloison laisse passer sont les mêmes des deux côtés de cette cloison, les seules différences étant dans les proportions des substances qui ne peuvent la traverser.

JEAN BIELECKI et RENÉ WURMSER. — Action des rayons ultra-violetes sur l'amidon. — P. 1429.

L. MASSOL. — P. 1645.

L'amidon pur en solution aqueuse exposé aux rayons ultraviolets subit des réactions de dédoublement et d'oxydation avec production de dextrines, de sucres réducteurs, de pentoses, d'aldéhyde formique et de corps à fonction acide.

Résultats analogues obtenus par M. Massol. Le maltose doit se former plutôt que le glucose.

E. ROTHÉ et ALBERT TURPAIN. — Influence de l'éclipse de soleil du 17 avril 1912 sur la propagation des ondes électriques. — P. 1455-1457.

On sait que l'intensité de la réception des radiotélégrammes peut être jusqu'à deux fois plus grande pendant la nuit que pendant le jour.

Les mesures faites à Nancy, Saumur, Saint-Benoît, Poitiers, au balistique, au thermogalvanomètre, au téléphone shunté montrent qu'il y a eu pendant l'éclipse un abaissement de température, des coups de vent et une augmentation dans l'intensité de la réception.

DE MONTESSUS DE BALLORE. — Sur la non-existence des courbes isoséistes. P. 1461.

Discussion montrant qu'il faut renoncer au tracé des isoséistes.

J. VIOLLE. — Résultats des mesures effectuées pendant l'éclipse du 17 avril.

VIOLLE. — P. 1481.

FLAJOLET. — P. 1489.

L'humidité relative a présenté un accroissement très net, attei-

gnant son maximum 13 à 20 minutes après la phase maximum. L'intensité de la radiation solaire a éprouvé une hausse (qui s'est continuée quelque temps) un peu avant que la lune arrive à mordre sur le soleil, puis a déchu régulièrement pour recroître ensuite régulièrement.

Les variations d'intensité des signaux hertziens de la tour Eiffel ont été très faibles pendant l'éclipse à l'Observatoire de Lyon, et du même ordre de grandeur que celle du zéro de l'appareil récepteur.

Cu.-Eb. GUILLAUME. — La capacité calorifique massique (chaleur spécifique) de l'eau d'après les expériences de Regnault. — P. 1483.

$$C_m = 1 + 0,00004\theta + 0,000.0009\theta^2$$

$$\theta \geq 100^\circ \text{ (Regnault).}$$

La discussion de l'auteur le conduit à la formule :

$$C_m = 1,0008 + 0,1666 \cdot 10^{-3}(\theta - 60) + 1,0074 \cdot 10^{-6} \theta - 60^2.$$

ARNAUD. — Formule nouvelle pour le nivellement barométrique. — P. 1497.

$$z' - z = 29^m,42(T - T') \frac{\log \frac{p'}{p}}{\log \frac{T}{T'}}$$

On suppose dans cette formule $\frac{dz}{dt}$ constant et l'air humide.

Ex : Mont Blanc 4 810 m. Formule 4 810^m,5.

Cu. FABRY et H. BUISSON. — Sur la masse des particules qui émettent les deux spectres de l'hydrogène. — P. 1500.

Les raies de l'hydrogène, aussi bien celles du spectre secondaire que celles du spectre de série, sont émises par des particules ayant la masse de l'atome d'hydrogène.

JAN DANYSZ. — Sur le ralentissement subi par les rayons β lorsqu'ils traversent la matière. — P. 1502.

Tableau. — En première approximation, un écran d'une épaisseur

donnée produit sur les particules β un ralentissement proportionnel à sa densité. Les résultats obtenus, d'après la théorie du ralentissement des particules β de J.-J. Thomson, pourront servir de base expérimentale à la détermination du nombre des électrons contenus dans un atome (on trouve ainsi un nombre du même ordre de grandeur que le poids atomique).

F. DIENERT et A. GUILLERD. — Application des méthodes de volumétrie physico-chimique au dosage des éléments de l'eau. — P. 1504.

Le principe est de précipiter la chaux par l'oxalate de potasse, SO^4H^2 par l'acétate de baryum, la magnésie par le ferrocyanure de potassium, en ajoutant chaque fois un peu de réactif, et mesurant la conductibilité électrique. Dès qu'il y a excès de réactif, la courbe présente un point d'inflexion très net.

BOUCHARD. — Chaleur des gaz de la respiration. — P. 1529.

On respire et on expire devant les soudures noircies de piles thermoélectriques. — Étalonnage par un courant d'air chaud. — Moyenne 2,76 grandes calories par heure.

G. REBIÈRE. — Propriétés et composition chimique de l'argent colloïdal électrique précipité de ses solutions par les électrolytes. — P. 1541.

L'argent colloïdal préparé par pulvérisation électrique dans l'eau pure et précipité par les électrolytes est un mélange d'argent et d'oxyde d'argent ; le rapport de ces deux corps dépend du voltage, de l'intensité de courant, de la température, et l'oxyde peut être, pour une faible partie, fixé sur les granules colloïdaux.

J. BOUSSINESQ. — Résistance qu'éprouve un ellipsoïde dans ses lentes translations uniformes à travers un liquide visqueux, calculée en y étendant la méthode qui a réussi pour les lentes translations, même variées, de la sphère. — P. 1557.

Théorie mathématique.

HENRY LE CHATELIER. — La loi d'action de masse. — P. 1563

Réponse à M. Colson.

A. PÉRARD et L. MAUDET. — Sur la mesure des étalons Johansson par une méthode optique. — P. 1586.

L'étalon est mis, les surfaces de contact étant lubrifiées, entre deux étalons auxiliaires portant, tracée suivant l'axe d'une de leurs faces latérales, une échelle divisée dans le sens de la longueur. On repère la distance de 2 traits fixes, puis, à la place de l'étalon à étudier, on met un autre étalon. La différence de distance des deux traits fixes donne la différence des longueurs des étalons.

ALBERT COLSON. — Les dissociations sans changement de volume et la loi de l'action de masse. — P. 1589.

Démonstration à nouveau de la nécessité de reviser la loi d'action de masse pour la dissociation des gaz.

J. CARVALLO. — Sur la loi de Guldberg et Waage dans le cas de la dissociation des gaz. — P. 1590.

Démonstration montrant que l'hypothèse des parois semi-perméables conduit encore à la loi de Guldberg et Waage, pourvu que les gaz considérés soient parfaits.

JOUNIAUX. — Sur la cryoscopie dans le camphre. — P. 1592.

Constante cryoscopie $K = 495$.

D'où chaleur latente de fusion du camphre :

$$L = \frac{0,02T^2}{K} = 8^{\circ},24.$$

Il est à remarquer que la formule de Clapeyron pour le passage de l'état liquide à l'état de vapeur donne aussi $L = 8^{\circ},24$.

HANNOVER. — Les métaux poreux. — P. 1595.

Aux températures comprises entre les points de solidification commençante et celui de solidification du mélange eutectique,

on a des cristaux baignant dans une partie liquide. Par centrifugation ou tout autre procédé, si on élimine la partie liquide, on a des métaux poreux. Application au plomb, pour la formation des accumulateurs.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON (1). — Sur le rôle de la longueur d'onde dans les réactions photochimiques. Analogie de la photochimie des hautes fréquences vibratoires avec la chimie des hautes températures. — P. 1597.

J. VALLOT. — La grêle et le givre au mont Blanc. — P. 1650.

Les chutes de grêle ne sont pas rares pendant les tempêtes : le calme de vent règne pendant la chute.

Le givre qui se produit très fréquemment pendant les tempêtes est un grêlon en lame qui s'accroît en s'avancant vers le vent violent.

Outre ce givre de vent, on observe du givre en trémies formé dans un air absolument tranquille.

A. CHAUVEAU. — Sur l'éclipse du 17 avril 1912. — P. 1652.

DE BROGLIE. — P. 1654.

Il semble s'être produit, au voisinage du maximum de l'éclipse, un accroissement de la déperdition négative et une diminution de la déperdition positive.

Il n'y a pas eu d'indication nette de la variation du champ électrique terrestre ; il n'y a pas eu une influence appréciable sur l'intensité de la radiation pénétrante.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XXIII ; mai 1912.

R.-W. WOOD. — Réflexion, diffusion et absorption sélective par les molécules des gaz en résonance. — P. 689-744.

L'auteur décrit une série d'expériences extrêmement remarquables sur l'émission lumineuse par résonance de la vapeur de mercure.

(1) Voir Société de Physique. Résumé des communications. Séance du 4^{me} mars 1912.

Il a trouvé : 1° que la vapeur de mercure, à la température ordinaire, émet par résonance un rayonnement intense, quand elle est excitée par la lumière ultra-violette de longueur d'onde 2536 émise par une lampe à mercure ; 2° que, quand la vapeur se trouve dans une enceinte où le vide a été poussé très loin, l'énergie lumineuse prise au faisceau de la lumière excitatrice est entièrement diffusée, conformément aux idées développées par Planck dans sa théorie de l'absorption ; 3° que la présence d'une petite quantité d'air ou d'un autre gaz a pour effet de provoquer un phénomène d'absorption véritable et que le rapport de la quantité d'énergie absorbée à celle de l'énergie diffusée est une fonction croissante de la pression du gaz mélangé à la vapeur de mercure ; 3° que la lumière qui vient des molécules soumises à l'action directe de la lumière excitatrice peut exciter d'autres molécules et que l'on obtient ainsi un rayonnement de résonance secondaire.

Il a pu passer progressivement des conditions dans lesquelles la radiation de résonance est entièrement diffusée à celles dans lesquelles, grâce à la proximité de plus en plus grande des molécules, elle subit la réflexion régulière.

Enfin la lumière émise ainsi par résonance ne présente pas de trace de polarisation.

V.-E. POUND. — Sur les rayons secondaires émis par les rayons α du polonium. I. — P. 813-836.

L'auteur, étudiant l'action des rayons α du polonium, a obtenu les résultats suivants :

1° Si l'on fait tomber des rayons α sur une plaque de laiton ou de charbon, il se produit des rayons secondaires ;

2° Ces rayons secondaires sont dus en partie à la présence des gaz occlus dans le charbon et le laiton ou à leur surface. Si on enlève ces gaz, le rayonnement secondaire décroît et il se manifeste une sorte de « fatigue » des rayons secondaires, qui est plus grande pour le charbon que pour le laiton, l'occlusion des gaz par le charbon se faisant plus facilement que par le laiton ;

3 L'existence des rayons secondaires, émis par le charbon sous l'influence des rayons α , fournit une méthode d'étude du phénomène de l'occlusion des gaz.

F. CROZE.

H.-C. JONES. — Les spectres d'absorption et la théorie des solvates.
P. 730-742.

Le but des recherches menées par l'auteur en collaboration avec MM. Uhler⁽¹⁾, Anderson et Strong, était de mettre en évidence les combinaisons des sels dissous avec le solvant au moyen de spectres d'absorption obtenus avec un réseau concave de Rowland ; plus de six mille spectres ont été photographiés.

Parmi ces spectres, les uns sont fournis par un sel dissous dans un dissolvant pur ou dans un mélange de deux dissolvants ou dans un dissolvant auquel on ajoute un corps capable de se combiner avec lui (chlorure de calcium ou d'aluminium dans le cas de l'eau). On peut, de plus, faire varier la température, la concentration et l'épaisseur de solution.

Les sels de néodyme présentent notamment des spectres distincts en solution aqueuse alcoolique, etc.

L'exposé contient aussi le tableau des longueurs d'onde de bandes des sels d'uranium. Les résultats s'accordent avec la théorie des solvates⁽²⁾.

R.-G. LUNNON. — Conductibilité unilatérale des plaques sulfatées d'accumulateur. — P. 742-746.

La couche de sulfate présente, comme les anodes d'aluminium, une résistance qui dépend de la direction du courant ; il semble qu'il n'y a qu'un effet de résistance proportionnel à la quantité de sulfate. L'effet persiste quand la cathode sèche est pressée contre une plaque de métal. L'auteur attribue l'effet non à une couche gazeuse comme celle de la théorie de Schulze, mais à une perforation produite par les électrons.

E.-B. LUDLAM. — Action de la lumière ultra-violette sur le chlore. — P. 757-772.

La source lumineuse est une étincelle éclatant entre électrodes

⁽¹⁾ *Phil. Mag.*, XIX, p. 566 (1910). — Tous ces travaux ont été exécutés avec l'aide de l'*Institut Carnegie de Washington* et publiés *in extenso* dans ses comptes rendus.

⁽²⁾ *Z. phys. chem.*, LXXIV, p. 377 1910 ; *J. de chimie phys.*, IX, p. 217 1911 ; *Am. ch. J.*, XLV, p. 146 (1911).

d'aluminium. Le premier condensateur employé était en laiton doré, le second en charbon isolé par du quartz fondu. Les expériences ont porté sur de l'air où on introduisait des quantités croissantes de chlore.

Une très faible ionisation est produite, même dans l'air, par l'ultra-violet, de longueur d'onde inférieure à 200 μ . L'air pur et sec est ionisé fortement par les longueurs d'onde inférieures à 180; il l'est peu par les longueurs d'onde supérieures.

L'addition d'une trace de vapeur d'eau à l'air augmente l'ionisation; des traces de chlore ont le même effet; mais, quand on augmente la proportion de ce gaz, l'inverse se produit.

Le chlore pur n'est pas ionisé et ne forme pas de noyaux de condensation; on voit que l'atome de chlore, très électronégatif, laisse échapper difficilement les électrons.

L'auteur explique la réaction photochimique : $H^2 + Cl^2 = 2HCl$, en admettant qu'un atome d'hydrogène, sous l'influence de la lumière ultraviolette, émet un électron qui se porte immédiatement sur un atome de chlore provenant de la dissociation admise par Lenard et Ramsauer; la réaction chimique se produirait alors immédiatement.

A. GRUMBACH.

E. M. WELLISCH et BRONSON. — Sur la distribution du dépôt actif du radium dans un champ électrique. — P. 714-729.

Ce mémoire contient le résultat d'une série d'expériences sur la transmission du dépôt actif du radium aux électrodes dans un champ électrique. L'auteur examine spécialement comment la distribution de l'activité est affectée en présence d'une source ionisante intense.

Les expériences sont faites dans des conditions très variées de voltage (85 à 2.250 volts) et de pression (260 millimètres à 3 atmosphères).

Il résulte de ce travail que :

L'effet de rayons Röntgen, passant à travers le gaz durant l'exposition, n'est appréciable que lorsque l'activité et l'ionisation sont très loin de la saturation.

J.-P. KUENEN. — Sur la manière d'établir des relations thermodynamiques.
P. 752-757.

L'auteur critique la manière dont Houston (1) a établi par la thermodynamique une relation entre l'extension et la torsion subies par un fil. Il indique la manière correcte de procéder et l'applique à divers cas simples.

HILDA-P. HUDSON. — Sur la trisection de l'angle. — P. 860.

L'auteur établit analytiquement que la construction graphique indiquée par Maskeline est inexacte.

T. J. I. A. BROMWICH. — Sur la trisection de l'angle. — P. 860-861.

La construction graphique donnée par Maskeline est exacte à 1° près pour un angle de 90° et à 2° 1/2 pour un angle de 150°.

J.-R. COTTER. — Note sur la trisection de l'angle. — P. 861.

L'auteur donne le schéma d'un appareil mécanique permettant de diviser un angle en trois parties égales.

AUBERT.

HENRY-A. TRIKSON. — La recombinaison des ions dans l'anhydride carbonique et l'hydrogène à différentes températures. — P. 747-749.

Dans un mémoire précédent, l'auteur avait montré que le taux de recombinaison des ions dans l'air augmente quand la température diminue. Il étend, dans le travail actuel, ces résultats à l'anhydride carbonique et à l'hydrogène.

ANDERSON et MORRISON. — Sur les courants électriques dans l'air à la pression atmosphérique. Remarques sur les forces électromotrices de contact. — P. 750-752.

Il semble résulter de la théorie de l'ionisation par choc des gaz

(1) Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 4026 ; 1911.

due à Townsend, qu'un courant électrique ne peut traverser une lame d'air à la pression atmosphérique quand la différence de potentiel entre les bornes est inférieure à 30 volts, même si les électrodes sont à une distance inférieure à la longueur d'onde du sodium.

Si l'on observe des courants pour des différences de potentiel inférieures à 30 volts et des distances supérieures à la longueur d'onde des radiations du sodium, ils seront dus au mouvement des électrons qui sortent de la surface d'une des électrodes et se déplacent sous l'influence du champ.

Les courants peuvent se produire sous l'action de la différence de potentiel qui existe entre deux lames de métaux différents. Si un plateau A en zinc relié à une des paires de quadrants d'un électromètre est en regard d'un plateau B de cuivre relié à la terre, quand la paire de quadrants en relation avec A est isolée, il n'y a pas de charge observable sur A, même pour de très petites distances entre A et B. De même, si les lames sont au contact. Au contraire, si A et B étant en contact, on soulève A, on trouve une position par laquelle A se charge très rapidement, la déviation à l'électromètre atteignant dans certains cas jusqu'à 37 centimètres correspondant à la totalité de la différence de potentiel au contact entre les deux lames.

Un léger écartement supplémentaire, $\frac{1}{400}$ de millimètre, par exemple, suffit pour que l'effet disparaisse.

Les auteurs cherchent à obtenir des résultats quantitatifs pouvant servir de base à une théorie du phénomène.

H.-C. SEARLE. — Le problème des barrages. — P. 772-790.

La détermination du mouvement d'une masse d'eau se déplaçant dans un canal horizontal dont le fond présente des petites inégalités de relief, a été étudié par lord Kelvin, qui obtint une solution approximative du problème en supposant que le flux est irrotationnel.

La solution n'est valable que si la hauteur de la nappe qui s'écoule est faible par rapport aux inégalités du fond. Dans le cas contraire, qui correspond à la pratique, la solution est plus compliquée. L'auteur traite le cas du régime permanent et n'étudie le mouvement que dans l'espace à deux dimensions.

B. GILL et F.-B.-I. PIDDUCK. — Ionisation par choc dans l'hélium. — P. 837-849

La théorie de l'ionisation par choc de Townsend a été confirmée expérimentalement pour un grand nombre de gaz, en particulier l'hélium.

Le pouvoir ionisant des ions est fortement modifié par la présence des impuretés. C'est ainsi que $\frac{1}{100}$ d'air dans l'hélium, réduit de 86 0 le nombre d'ions produits par centimètre par un ion négatif, et de 40 0/0 celui des ions produits par les ions positifs. On peut interpréter cette différence en disant que les impuretés s'attachent plus facilement aux particules les moins rapides.

H. VIGNERON.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XXXVII, n° 5, et t. XXXVIII, n° 6 et 7 ; 1912.

W. von IGNATOWSKY. — Sur la réflexion totale, t. XXXVII. — P. 901-911

W. von IGNATOWSKY et E. OETTINGER. — Recherches expérimentales sur la réflexion totale. — P. 911-922.

L'énergie d'un rayon lumineux est-elle représentée par le vecteur de Poynting ou par la valeur moyenne de l'énergie électrique par unité de volume ou par la valeur moyenne de l'énergie totale par unité de volume ?

Dans le premier travail, l'auteur soumettant à l'étude théorique l'expérience de Voigt (où la pénétration de la lumière dans le second milieu, lors de la réflexion totale, se manifeste par la lumière qu'émet l'arête d'un prisme très obtus, sur les faces duquel il y a réflexion totale) montre que, suivant qu'on adopte l'un des trois points de vue, on arrive à des expressions différentes pour le rapport des intensités de la lumière polarisée dans le plan de section principale et perpendiculairement.

Les auteurs du second travail cherchent une réponse expérimentale à la question posée, en recevant dans un photomètre à polarisation la lumière émanée de l'arête du prisme.

Les résultats montrent qu'il y a la plus grande probabilité pour que l'énergie caractérisant l'effet photométrique soit exprimée par le vecteur de Poynting.

S. BLOCH.

J. KOENIGSBERGER et K. KILCHING. — A propos du mémoire de M. P. Zeeman : « Considérations relatives au rayonnement sous l'influence simultanée d'un champ électrique et d'un champ magnétique ». — T. XXXVII, p. 845-846.

Les auteurs annoncent qu'ils ont cherché sans succès l'analogie électrique du phénomène de Zeeman sur la raie d'absorption $\lambda 5222$ du xénotime dans un champ de 100.000 volts par centimètre, bien que, dans leurs expériences, il leur aurait été possible d'apprécier un déplacement de $\frac{1}{8}$ d'angstrom.

Ils n'ont pas observé de pléochroïsme dans l'huile de ricin rouge, le champ électrique étant de 27.000 volts par centimètre.

O. LUTTIG. — Le phénomène de Zeeman dans la région visible des spectres du cuivre, du fer, de l'or, du chrome, du nickel, du palladium, du manganèse et de l'argon. — P. 43-70.

L'auteur rassemble un certain nombre de mesures relatives au phénomène Zeeman, dont la plupart correspondent à des triplets et à des quadruplets. On retrouve toujours la proportionnalité de l'effet avec l'intensité du champ magnétique.

T. XXXVIII.

E. von BAHR. — Sur l'influence de la température sur l'absorption des gaz dans l'infra-rouge. — P. 206-222.

L'auteur a étudié l'absorption des gaz dans l'infra-rouge sur le gaz carbonique, l'oxyde de carbone, le protoxyde d'azote, le méthane et la vapeur d'éther.

Il a trouvé que l'influence de la pression est très différente de celle de la température. Une élévation de température semble produire un amortissement plus considérable des particules absorbantes, tandis qu'une augmentation de pression semble plutôt accroître dans une certaine limite le nombre de ces particules.

D'après ces résultats, il est probable que l'amortissement des particules absorbantes ne dépend pas des chocs moléculaires et que le spectre d'absorption des gaz dans l'infra-rouge est continu.

RUDOLF LADENBURG. — Sur la dispersion anormale et la rotation magnétique du plan de polarisation dans l'hydrogène au voisinage de ses raies d'émission et sur l'élargissement de ces raies. — P. 249-318.

1° La dispersion de la rotation magnétique du plan de polarisation au voisinage des raies de l'hydrogène est conforme à la théorie de Voigt et contraire à celle de Drude ;

2° D'après le signe de la rotation magnétique et la grandeur de cette rotation, il résulte que les centres qui produisent l'absorption sont des électrons négatifs ;

3° La rotation magnétique, comme aussi la variation des indices de réfraction au voisinage de la raie H_{α} , met en évidence l'influence de l'amortissement dans les vibrations des électrons ;

4° Ces deux phénomènes dépendent seulement des constantes spécifiques, — charge et fréquence propre, — des électrons et de leur nombre. Relativement à l'action du nombre des électrons, c'est une grandeur ρ proportionnelle à ce nombre qui intervient directement. Les valeurs de ρ déterminées d'après l'observation des deux phénomènes, faites dans les mêmes conditions, sont d'accord entre elles et du même ordre de grandeur que celles que l'on a trouvées avec les vapeurs métalliques sous faible pression.

5° Si l'on augmente la pression du gaz ou l'amplitude des oscillations du courant électrique qui sert à illuminer le gaz, on voit croître ρ . L'accroissement de ρ est, en première approximation, proportionnel à l'accroissement de l'amplitude, mais est beaucoup moins rapide que celui de la pression du gaz. Si l'on admet que la charge e est celle d'un ion, la relation $\rho = 4\pi M \cdot \frac{e^2}{m}$ permet de calculer le nombre N des électrons ; ce nombre est de 10.000 à 100.000 fois plus faible que celui que donnent les calculs tirés de la théorie cinétique des gaz.

6° La rotation magnétique n'a pu être décelée au voisinage de la raie H_{β} . La dispersion de l'indice de réfraction a pu être mesurée ; elle est beaucoup plus faible que pour la raie H_{α} , et le rapport $\frac{\rho_{\beta}}{\rho_{\alpha}}$ est égal à $\frac{1}{4,5}$ environ.

7° L'élargissement des raies s'explique par une augmentation du nombre des centres qui participent à l'émission ou à l'absorption.

MIECZYSLAW WOLFKE. — Sur l'image d'un réseau transparent. — P. 385-396.

L'auteur développe quelques conséquences de la théorie de Abbe relative à la formation de l'image d'un réseau transparent, déjà indiquées dans un précédent mémoire.

I. Pour qu'un maximum principal de l'image primaire d'un réseau transparent s'évanouisse, il faut et il suffit que les deux conditions suivantes soient réalisées :

1° Le retard de phase éprouvé par les ondes lumineuses en traversant les traits du réseau doit être égal à λ ou à $\frac{\lambda}{2}$;

2° Si Δ est la largeur des traits, a celle des parties entièrement transparentes, γ l'intervalle fondamental égal à $\Delta + a$, φ le coefficient de transparence du réseau, i le numéro d'ordre du maximum considéré, on doit avoir

$$\sin \frac{2\pi xi}{\gamma} = \pm (-1)^i \sin \frac{2\pi \Delta i}{\gamma}.$$

L'image centrale ne peut disparaître que si le retard de phase est égal à $\frac{\lambda}{2}$ et si $\varphi = \frac{a}{\Delta}$.

II. Lorsque l'image primaire est diaphragmée symétriquement, l'image secondaire n'est pas essentiellement différente de celle que l'on obtient avec un réseau non transparent ; elle lui est identique dans le cas particulier où on ne laisse passer de l'image primaire que les deux maxima du même ordre.

Si l'image primaire est diaphragmée dissymétriquement, deux cas peuvent se présenter : ou bien le maximum central passe avec un seul maximum latéral, alors l'image secondaire n'est plus disposée symétriquement par rapport au milieu du réseau, mais présente en elle-même une structure parfaitement symétrique ; ou bien on laisse passer avec le maximum central plusieurs maxima latéraux, et alors l'image secondaire est dissymétrique en elle-même et dans sa position par rapport au milieu du réseau.

HJ.-V. BROTHNERUS. — Recherches théoriques et expérimentales sur les raies spectrales D_1 et D_2 . — P. 397-433.

L'auteur a étudié par les méthodes de la photométrie photographique la distribution de l'intensité dans les raies D_1 et D_2 données par une flamme de sodium et obtenues au moyen d'un réseau plan de Rowland de 14.000 traits au pouce associé à un objectif de 3 mètres de distance focale et utilisé dans le deuxième ordre.

Il a constaté que la raie D_2 est plus intense que D_1 et que le rapport $\frac{D_2}{D_1}$, qui est en moyenne égal à 1,36, croît avec la quantité de vapeur de sodium présente dans la flamme. Les deux raies sont d'autant plus intenses et d'autant plus larges, elles se renversent d'autant plus fortement que la flamme est plus riche en vapeur de sodium.

Le renversement est d'ailleurs plus marqué pour D_2 que pour D_1 .

Les courbes d'intensité construites d'après les mesures photométriques s'accordent qualitativement à celles que l'auteur déduit de la théorie de Voigt, en supposant que la source de lumière est un milieu essentiellement hétérogène.

F. CROZE.

B. SAXÉN. — Mesure de l'énergie des rayons-canaux. — P. 319-334.

Il s'agit avant tout de comparer la quantité de chaleur que peuvent fournir les rayons-canaux à la quantité d'électricité qu'ils transportent.

Le faisceau de rayons-canaux tombe sur la partie plane du réservoir d'un thermomètre sensible, recouverte d'une couche métallique et formant le fond d'un cylindre de Faraday. Ce cylindre permet de mesurer la charge totale transportée. L'énergie calorifique, mesurée à l'aide du thermomètre étalonné, est comparée à la quantité de chaleur reçue, dans les mêmes conditions, par un thermomètre semblable au premier, mais sans cylindre; on peut se rendre compte ainsi de pertes d'énergie par réflexion ou par émission.

Les expériences de Saxén ont été faites avec H et O, en utilisant Cu et Au comme métaux réflecteurs. Elles ont conduit aux résultats suivants :

1° Les deux thermomètres donnent les mêmes indications, au moins

pour les hautes tensions de décharge (> 10.000 volts ; la réflexion est donc nulle, ou bien les rayons réfléchis n'ont qu'une vitesse très faible. Toutefois, pour les tensions plus basses, on observe des différences nettes variables avec l'incidence.

2° Les charges électriques des deux thermomètres sont nettement différentes, ce qui met en évidence un rayonnement secondaire. L'importance de ce rayonnement croît avec la tension de décharge et avec l'incidence des rayons-canaux.

Le rayonnement secondaire est plus considérable pour Au que pour Al. Des recherches du même genre, faites avec d'autres métaux, ont donné des résultats qui diffèrent de ceux de Füchtbauer, et ont montré qu'une classification des métaux, d'après l'importance du rayonnement secondaire, s'écarte de la série des tensions de Volta.

Un résultat du même ordre a été trouvé par Millikan et Winchester pour l'effet photo-électrique.

3 La comparaison des quantités de chaleur et des quantités totales d'électricité transportées par les rayons-canaux permet d'atteindre le rapport $\frac{N_+}{N}$ du nombre des particules positives au nombre total des particules. Saxén a trouvé un nombre voisin de 0,30.

Les résultats précédents présentent de grandes analogies avec ceux de Laub sur les rayons cathodiques.

L'auteur a fait en outre quelques recherches sur la distribution des vitesses dans les rayons-canaux ; elles n'ont pas encore éclairci cette question.

Recherches faites à l'Université de Würzbourg.

J STARK. — I. Sur la largeur du minimum d'intensité dans l'effet Doppler des rayons-canaux. Réponse à M. Paschen ¹. — P. 459-466.

II. Réponse à M. Lunkenheimer ⁽²⁾ sur le rapport des intensités dans l'effet Doppler des rayons-canaux. — P. 470-472.

L'auteur maintient ses conclusions, en particulier que la largeur réduite $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ du minimum d'intensité croît quand la longueur d'onde λ diminue expériences de Stark et Steubing et de Royds .

M. BARRÉI.

J. *Phys.*, voir ce vol., p. 330.

J. *de Phys.*, voir ce vol., p. 402.

M. LAUE. — Sur la théorie de l'expérience de Trouton et Noble. — P. 370-384.

La théorie prévoit qu'un condensateur à plateaux, animé d'une translation, est soumis à un couple tel que les plateaux se placeront parallèlement à la vitesse. Le résultat négatif de l'expérience n'a pas été expliqué par Lorentz de façon satisfaisante. Le couple est proportionnel au carré de la vitesse.

Dans la théorie de la relativité, l'auteur en cherche l'équivalent dans des couples auxquels les parties matérielles des corps élastiques sous tension seraient soumises lors d'une translation.

Rappelons que M. Langevin a montré⁽¹⁾ que la tendance à une orientation des plateaux parallèlement au mouvement disparaît de manière *complète* si l'on tient compte de la contraction longitudinale.

E.-M. LÉMERAY.

H. TETRODE. — Sur la constante chimique des gaz et le quantum d'action élémentaire. — P. 434-443.

On sait que le théorème de Nernst, d'après lequel l'entropie est nulle au zéro absolu, permet de faire apparaître dans les équations thermodynamiques qui régissent les transformations d'un système gazeux à diverses températures une constante dont la valeur peut se calculer à partir des données thermiques. C'est le calcul de cette valeur à l'aide de quelques considérations cinétiques qui fait l'objet du présent mémoire.

Pour que le calcul soit simple, il faut se limiter au cas des gaz parfaits monoatomiques; alors C, chaleur spécifique à pression constante = $\frac{5}{2} R$.

Ce n'est que pour le mercure qu'on peut réunir toutes les données thermiques nécessaires au calcul, et on a alors, a étant la constante, R la constante des gaz,

$$0,4343 \frac{a}{R} = 4,9,$$

ou, en comparant cette valeur avec celle obtenue par la théorie cinétique, on trouve :

$$0,4343 \frac{a}{R} = 1,45 + \frac{3}{2} \log M,$$

(1) P. LANGEVIN, *C. R.*, t. CXL, p. 1171; 1903.

M'étant le poids moléculaire du gaz, a est donc une constante universelle.

L'auteur essaye ensuite d'étendre cette formule au cas où C n'est plus constant et où le gaz est diatomique. Le manque de données expérimentales l'empêche de vérifier ses conclusions.

CH. LEEBHARDT.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XIII ; 1912.

M. DIECKMANN. — « Armature » pour électromètre. — P. 108-112.

Divers physiciens, Chauveau en France, Barnett et Wulf ont utilisé pour l'enregistrement de hauts potentiels des électromètres très sensibles munis de condensateurs en cascade. L'auteur indique la disposition du dernier modèle d'un petit appareil basé sur le même principe et formé de deux condensateurs superposés. Cet appareil permet de réduire dans un rapport variable la sensibilité de l'électromètre sur lequel il peut être monté directement.

GEORG BERNDT. — I. Observations d'électricité atmosphérique dans la République Argentine (hiver). — P. 131-152.

II. Détermination de la teneur de l'atmosphère en induction radioactive. P. 314-316.

I. Ces observations poursuivies pendant la saison d'hiver font suite à celles que l'auteur a déjà publiées et que nous avons signalées. Les résultats contenus dans le nouvel article de M. G. Berndt sont relatifs aux mois de juin, juillet et août 1911.

Les observations de l'électricité de la pluie ont montré jusqu'ici une prédominance considérable des pluies positives.

II. Des observations régulières ont été poursuivies du 29 décembre 1911 au 1^{er} février 1912, c'est-à-dire au milieu de l'été, d'après la méthode d'Elster et Geitel. Les résultats sont en accord avec ceux qui ont été obtenus en d'autres lieux et paraissent indiquer la constance sur le globe du rapport des quantités de radium et de thorium.

CH. DUFOUR.

WALTER KNOCH. — Mesures de l'émanation dans l'eau de la mer et de l'activité induite de l'air entre la côte du Chili et l'île de Pâques. — I. Mesures de l'émanation. — P. 112 à 115.

II. Mesures de l'activité induite — P. 152-157.

III. Mesures de la déperdition, de la densité et de la mobilité des ions, et de la conductibilité de l'air. — P. 322-332.

I. Les mesures ont été faites de mars à mai 1911 sur un navire à voiles, par conséquent dans de bonnes conditions. L'appareil employé était un électromètre de Wulf en communication avec une chambre d'ionisation de 3 litres, et la méthode suivie ne présente pas de particularités.

Les trente mesures effectuées donnent un résultat moyen de 0,05 unités de Mache, entre des extrêmes de 0,00 et 0,20 unités, quantités relativement petites. Contrairement à ce qu'on pouvait attendre, la quantité d'émanation ne décroît pas à mesure que l'on s'éloigne de la côte, mais se répartit d'une façon quelconque, avec maximum dans le voisinage de l'île de Pâques. L'auteur en déduit qu'elle n'est pas absorbée par la surface de l'eau dans l'atmosphère, où elle serait amenée par les vents soufflant de terre, mais provient des roches qui constituent le fond de la mer et qui, en cet endroit, se trouvent être d'origine éruptive.

II. La méthode suivie était celle d'Elster et Geitel : un fil de plomb de 5 mètres de long était tendu à 2 mètres au-dessus du pont, c'est-à-dire à 17 mètres au-dessus de la mer et chargé à un potentiel d'environ 2.000 volts, puis, après une exposition de deux heures, était introduit dans la chambre de l'électroscope.

Les lectures étaient faites au bout de 2, 4, 5, 25 minutes, puis de quart d'heure en quart d'heure.

À partir de 25 minutes, les courbes diffèrent de celles que donnerait l'induction du radium ; on ne relève pas d'activité provenant du thorium ; on doit donc se trouver en présence d'une autre substance radioactive.

Les résultats trouvés concordent assez bien avec ceux des autres expérimentateurs ; l'activité ne semble pas proportionnelle à la proximité de la côte ; cependant, si l'on tient compte de la direction et de la force du vent, on peut admettre, d'après l'auteur, que l'activité radioactive est due aux émanations du radium amenées de la terre par le vent.

Ces expériences ont été complétées par une mesure faite dans l'île de Pâques même ; elle a donné une déperdition beaucoup plus forte qui doit tenir à l'origine volcanique de l'île : le fond de la mer doit donner autant d'émanations que la terre, et l'épaisseur de la couche d'eau seule les empêche de passer dans l'atmosphère.

III. Toutes ces mesures ont été faites pendant la même traversée au moyen d'un électromètre de Wulf et d'un appareil à aspiration d'Ebert, installés à 16 mètres au-dessus de la mer. Les résultats complets sont publiés dans deux tableaux (p. 323 et 324 et permettent d'étudier l'influence des éléments météorologiques.

L'ionisation et la conductibilité de l'air sont plus faibles sur cette région de l'océan Pacifique que sur les continents.

L'élément qui présente les particularités les plus intéressantes est la mobilité des ions, beaucoup plus petite que celle qu'on rencontre habituellement, mais plus forte que celle des gros ions. Ces ions ne proviennent certainement pas de substances radioactives, mais probablement de la dissociation de gaz peu stables dissous dans l'eau.

WALTER KNOCHE. — Quelques mesures d'activité induite faites dans la Cordillère bolivienne. — P. 440-442.

Énoncé de résultats de mesures faites à 5.200 mètres d'altitude par la méthode d'Elster et Geitel. Les valeurs de l'activité sont très élevées et très variables ; à noter que dans cette région tous les objets exposés à l'air, en particulier le corps humain, prennent rapidement de fortes charges.

JAMES-COX SANDERSON. — Influence probable du sol sur la radioactivité atmosphérique locale (Thèse de doctorat soutenue à l'Université de Yale en juin 1911. — P. 142-151.

L'étude de la radioactivité de l'air du sol a donné lieu à des travaux déjà nombreux Ebert, Dadourian, Blanc, Elster et Geitel ; mais ce qui caractérise les expériences actuelles, c'est que la chambre d'ionisation est maintenue en relation permanente avec l'air ionisé s'échappant du sol.

L'appareil se composait d'un électroscope surmonté d'une chambre d'ionisation pourvu d'une électrode qui communiquait avec les feuilles d'or à travers un isolant. On plaçait dans le sol, à environ 1 mètre de profondeur, un récipient cylindrique en fer dont les

parois étaient percées de trous, et on aspirait à l'aide d'une pompe l'air qui y pénétrait, pour le diriger dans un globe de verre où il se filtrait sur du coton de verre, puis dans la chambre d'ionisation.

Marche d'une expérience : on commence par étudier la déperdition normale de l'électroscope, puis on fait passer le courant d'air aspiré du sol pendant une heure et 45 minutes en faisant une lecture toutes les dix minutes. On maintient le courant d'air pendant environ 45 heures, puis on l'interrompt et l'on fait une lecture toutes les minutes. Cette deuxième phase dure quatre minutes. Enfin l'on expulse les émanations en faisant passer un courant d'air atmosphérique à travers l'électroscope et l'on fait encore une série de lectures pendant plusieurs heures. On représente les résultats par une courbe dont les ordonnées mesurent l'activité totale des émanations du radium et du thorium ; les temps sont portés en abscisses.

Cette courbe présente trois régions correspondant aux trois phases de l'expérience : dans la première, on peut négliger l'activité du thorium ; la seconde correspond à l'activité du thorium seul ; la troisième représente la somme des deux.

Pour mesurer l'activité de ces différents produits, il fallait la comparer avec celle d'échantillons connus de thorium et de radium. Pour le thorium, en particulier, on s'est servi d'un mélange de sable et de chlorure de thorium en proportions connues. Un courant d'air traversait avec une vitesse donnée ce mélange très actif avant de pénétrer dans la chambre d'ionisation. Connaissant en outre les dimensions de l'appareil, on pouvait calculer la concentration de l'air en produits d'émanation du thorium.

L'auteur étudia d'abord le sol même du laboratoire, puis différents échantillons de terre qu'il enfermait dans un grand cylindre ayant une capacité de 15 litres. Il étudia aussi divers minéraux renfermant du thorium. Un échantillon pris près de la surface du sol se montra moins actif que ceux qui provenaient de plus grandes profondeurs ; un échantillon de sable blanc ne manifesta aucune activité.

A la suite de ces expériences, l'auteur croit pouvoir affirmer que les propriétés radioactives de l'atmosphère près de la surface du sol proviennent des produits de désagrégation du radium et du thorium appartenant à des roches situées à peu de distance au-dessous de la surface. Les variations que l'on constate dans l'activité de l'atmosphère quand on passe d'un lieu à un autre doivent tenir à des diffé-

rences de composition du sol. L'air atmosphérique est beaucoup moins actif que l'air qui est resté en contact avec le sol.

L. EBLÉ.

J. EBBER et H. GEITEL. — L'effet photoélectrique sur le potassium pour de très faibles intensités. — P. 468-476.

Recherches de la plus petite intensité lumineuse pouvant donner lieu à un effet photoélectrique mesurable. Les effets étant trop faibles en lumière homogène, les auteurs emploient une lampe Hefner à acétate d'amylo, ou une source auxiliaire qui lui est comparée, dont on fait varier l'intensité par différents procédés (variation de distance, emploi de lumière polarisée, éclairage intermittent). L'énergie lumineuse est évaluée d'après les résultats d'Angström, et seules les radiations de longueur d'onde inférieure à $530 \mu\mu$ sont considérées comme agissantes.

On trouve que $3 \cdot 10^{-7}$ ergs d'énergie lumineuse reçue par seconde et par centimètre carré donnent un courant photoélectrique de $4 \cdot 10^{-16}$ ampères par centimètre carré de surface éclairée, ce qui correspond à $1,2 \cdot 10^{-10}$ ergs pour la libération d'un électron.

Les auteurs cherchent à appliquer ces mesures à la détermination du quantum, mais les résultats sont incertains, à cause de la limite assignée aux longueurs d'onde agissantes. D'autre part, on est arrêté par l'importance d'un effet spontané dans l'obscurité et par la perte de charge des appareils. Enfin il y a lieu de tenir compte de l'ionisation du gaz de la cellule photoélectrique.

On peut conclure que jusqu'aux plus faibles intensités lumineuses employées, il y a proportionnalité entre l'énergie lumineuse reçue et le courant photoélectrique produit.

L. LETELLIER.

M. LAUE (Munich). — Sur la théorie de l'expérience de Michelson. — P. 501-506.

Dans cette note, l'auteur réfute les critiques faites par M. Budde et dont il a été rendu compte dans ce journal (¹).

Faisant d'abord abstraction de l'épaisseur de la glace transparente, il relève dans la méthode de calcul de la différence de phase une faute provenant de l'évaluation des vitesses et périodes relatives.

¹ Voir ce vol., p. 161.

Il examine ensuite l'influence de l'épaisseur et remarque que M. Budde n'a pas considéré la totalité de l'appareil.

Après séparation du rayon incident en deux autres, l'un de ceux-ci traverse deux fois la plaque, l'autre ne la traverse pas ; mais ce dernier traverse deux fois la plaque du compensateur.

D'autre part, il est incorrect en général de calculer la vitesse relative dans le verre en multipliant la vitesse relative dans le vide par l'inverse de l'indice de réfraction.

E.-M. LÉMERAY.

P. LEBEDEW. — Spectrographe pour l'infra-rouge. — P. 465-468.

L'auteur décrit un modèle de spectrographe pour l'étude du spectre infra-rouge. Cet appareil est constitué par un double spectrographe, le premier ayant pour but d'écarter du second la lumière des régions du spectre autres que celle à étudier. Il est constitué par deux demi-prismes de sel gemme argentés sur leur surface postérieure, associés à des miroirs et à un radiomicromètre.

WILHELM KREBS. — Polarisation de la lumière du ciel. — P. 522-523.

L'auteur fait observer que les doutes, élevés par MM. Jensen et Busch contre la relation qu'il a mise entre l'état de la polarisation de la lumière du ciel et les phénomènes volcaniques du 22 juin 1909, ne sont pas appuyés sur des observations aussi étendues que les siennes et ne peuvent prévaloir contre ses conclusions.

F. CROZE.

E. MADELUNG. — Les forces pondéromotrices s'exerçant entre des charges électriques ponctuelles dans un milieu où se diffuse un rayonnement électromagnétique, et les forces moléculaires. — P. 489-495.

Dans un milieu où se diffuserait une radiation électromagnétique, des charges électriques seraient soumises à d'autres forces que les forces électrostatiques. L'auteur calcule la valeur moyenne de ces forces « d'attraction de rayonnement », dans le cas où les distances mutuelles des particules ne sont pas très grandes par rapport à la longueur d'onde du rayonnement. (Lorentz avait effectué le calcul pour

de grandes distances mutuelles.) Il cherche à expliquer ainsi les forces intramoléculaires.

L'attraction de rayonnement varie périodiquement en fonction de la longueur d'onde et prend des valeurs positives et négatives. L'auteur montre que ceci donnerait une explication de la structure réticulaire des cristaux, de la complexité des spectres d'émission, peut-être de la décomposition des substances radioactives. Il montre que le travail nécessaire pour séparer un électron d'un ion est proportionnel à la fréquence des vibrations de cet électron.

Enfin il cherche l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du rayonnement diffus qui remplirait l'espace $\lambda = 6,4 \times 10^{-8}$) et montre que ses hypothèses conduisent pour la distance mutuelle des atomes à des valeurs très vraisemblables et n'est pas éloigné de croire que sa théorie permettra de relier la théorie des Quanta à la théorie électromagnétique.

G1070 ZEMPLÉN. — Sur la théorie des ondes de choc. — P. 498-501.

Critique de la théorie de Riemann reprise par Weber (nouvelles éditions des conférences de Riemann sur les équations aux dérivées partielles de la physique mathématique concernant la propagation d'une discontinuité dans un gaz. Il montre que les hypothèses de Riemann sont en contradiction avec le second principe de la thermodynamique.

En tenant compte du principe de Carnot, on peut arriver à une théorie correcte.

W. STEUBING. — Réponse aux remarques critiques de M. R.-W. Wood.
P. 520-522.

L'auteur reprend une à une les objections de Wood et essaie de les réfuter. En particulier il montre que, dans l'étude de la fluorescence de la lampe au mercure, son montage était tel qu'il pouvait observer plus loin dans l'ultra-violet que ne l'a fait Wood; il a pu également obtenir une bande d'absorption qui a nécessairement échappé aux autres chercheurs.

O. LEHMANN. — Étude magnétique des cristaux liquides. — P. 530-558.

Les cristaux liquides et les liquides cristallins peuvent prendre une structure très compliquée, due à l'action des forces moléculaires. L'effet d'un champ magnétique extérieur est d'orienter les molécules et de simplifier la structure. Dans ce mémoire, l'auteur étudie en particulier l'action d'un champ magnétique sur des gouttes de liquide cristallin présentant une structure maclée⁽¹⁾. Ces gouttes présentent deux moitiés séparées par une surface plane, dans lesquelles les molécules (parallèles ou disposées en hélices) sont orientées en sens inverse autour de l'axe de symétrie. L'auteur décrit minutieusement les phénomènes observés au microscope sur des gouttes de grosseurs différentes, placées dans un champ magnétique perpendiculaire ou parallèle à la direction de visée (anizaldasine, para-azoxyanisol).

P. JOB.

A. ESAU. — Détermination des nœuds dans les conducteurs aériens. — P. 495-498.

Généralement la détermination des nœuds et des ventres dans les conducteurs parcourus par des courants de haute fréquence se fait en observant l'illumination de tubes Geissler. Cette méthode ne saurait s'appliquer au cas d'antennes de réception où les différences de potentiel sont faibles.

L'auteur fait remarquer que, si on réunit à la terre un nœud de tension, on ne doit pas modifier l'état du système oscillant.

Il suffit d'observer les déviations d'un galvanomètre intercalé dans un circuit d'ondemètre en couplage lâche avec l'aérien étudié, en même temps qu'on fait varier la position du point mis à la terre sur cet aérien. Pour le nœud de tension, cette déviation passe par un maximum.

Si on relève en même temps l'amortissement du système, on constate qu'il passe par un minimum.

Ce procédé convient pour les antennes d'émission et de réception, pour le cas des fils de Lecher. Il permet de se rendre compte de l'influence d'un condensateur intercalé dans une antenne.

(1) LEHMANN, *Phys. Zeit.*, 12, 540; 1911.

L'auteur avait pensé qu'on pourrait l'utiliser pour éliminer au moins partiellement l'une des deux ondes dans le cas des systèmes en couplage serré ; mais n'a pas pu réussir.

La sensibilité de cette méthode est supérieure à celle qu'on obtient avec des tubes de Geissler, même en utilisant des tubes de néon.

Il est à signaler que, dans le cas d'une antenne d'émission, la mise à la terre d'un nœud augmente l'énergie mise en jeu pour cette antenne d'une quantité variable avec la résistance du conducteur de mise à la terre et qui peut atteindre jusqu'à 20 0 0.

ERICH MARX et FRITZ. BANNEITZ. — Dispositif pour mettre en évidence les courbes de résonance basé sur l'emploi du tube de Braun. — P. 518-520

La capacité de l'ondemètre dans lequel on veut mettre en évidence les phénomènes de résonance comporte deux condensateurs en parallèle. L'un d'eux est un petit condensateur à air variable dont la manette est reliée à celle d'un rhéostat variable intercalé dans le circuit d'un système de solénoïdes produisant un champ magnétique qui donne une déviation dans le sens horizontal à la tache due aux rayons du tube de Braun. Le déplacement dans le sens vertical de cette tache est dû à un champ électrostatique produit grâce à une dérivation par la différence de potentiel aux bornes de l'ensemble des condensateurs. L'appareil doit être réglé de telle sorte que la résonance ait lieu lorsque la manette du condensateur se trouve au milieu de sa course, la résistance variant toujours dans le même sens pour toute cette course.

R. JOUAUST.

PH. FRANK. — Sur l'établissement de la formule de rayonnement de Planck.
P. 506-507.

La formule de Planck :

$$\bar{U} = \frac{\varepsilon}{2} \frac{e^{kT} + 1}{e^{kT} - 1},$$

où \bar{U} représente l'énergie moyenne d'un résonnateur, ε l'énergie élémentaire et T la température absolue, peut être établie de deux manières différentes. La première (Planck) repose sur la définition

de l'entropie considérée comme le logarithme de la probabilité de l'état pour une valeur moyenne déterminée de l'énergie; la seconde (Einstein, Nernst et Hasenhörl) assimile, *sans démonstration*, le résonnateur en équilibre de rayonnement à un ensemble canonique auquel on applique les règles de la mécanique statistique.

L'auteur *démontre* que, dans la nouvelle théorie de Planck, où l'émission seule se fait par *quanta* (l'absorption étant regardée comme continue), les résonnateurs constituent un ensemble canonique permettant le calcul de leur énergie et de leur entropie moyennes. On retrouve les formules de Planck.

D.-A. GOLDHAMMER. — Sur l'hypothèse des *quanta*. — P. 535-537.

L'auteur cherche à assimiler les résonnateurs de Planck à des systèmes dont le mécanisme soit connu. Il montre d'abord que l'énergie E d'une sphère métallique portant une charge Q peut se mettre sous la forme :

$$E = \frac{16\pi}{3\sqrt{3}} N \frac{Q^2}{c},$$

c désignant la vitesse de la lumière et N la fréquence des oscillations propres de la sphère considérée comme vibreur électromagnétique. Celle-ci, calculée par Poincaré, J.-J. Thomson et Love, a, en effet, pour expression :

$$N = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{c}{R}.$$

Si l'on suppose que la charge Q est un multiple entier de la charge élémentaire $e = 4,65 \cdot 10^{-10}$, on trouve pour l'énergie rayonnée par la sphère l'expression :

$$\Delta E = \frac{32\pi}{3\sqrt{3}} pn \frac{e^2}{c} N,$$

n désignant le nombre d'électrons libres qui se recombinent pendant le rayonnement à des atomes ou des molécules positives pour reconstituer des atomes ou des molécules neutres.

C'est donc un multiple du *quantum*

$$\epsilon' = \frac{32\pi}{3\sqrt{3}} p \frac{e^2}{c} N.$$

Un résultat analogue est à prévoir pour des conducteurs de forme différentes.

D.-A. GOLDHAMMER. — Sur le calcul des constantes optiques des métaux à partir des mesures de polarisation. — P. 537-539.

L'auteur donne un nouveau calcul des constantes optiques des métaux — indice de réfraction n et coefficient d'extinction k — en fonction des rapports E et R des intensités émises et réfléchies des deux composantes polarisées à angle droit, pour un angle d'incidence.

Le calcul est très simplifié, et il permet d'obtenir dans les cas les plus favorables (mercure en lumière jaune) les deux constantes optiques avec une erreur qui ne dépasse pas 3 0/0.

H. V. BROTHERUS. — Émission et absorption d'une source non homogène. P. 540-544.

Emploi du tube à hydrogène, sous une pression de 1,7 millimètre de mercure. Appareil dispersif : réseau plan de Rowland. Étude spectrophotométrique de diverses raies, notamment la raie 6562. Courbes des intensités en fonction de la longueur d'onde. La loi de Kirchhoff ne semble pas applicable à des sources de lumière étendues et non homogènes.

MICHAEL L. FRANK. — Remarque sur la propagation de la lumière dans le champ de forces. — P. 544-545.

Remarque sur le mémoire d'Einstein (¹). Si l'on exige que, pour tous les phénomènes physiques, un système de référence en rotation uniforme, où il ne s'exerce pas de force, soit équivalent à un autre système de référence non en rotation, mais doué d'un champ de forces convenable, il faut que ce champ de forces produise sur les rayons lumineux une courbure dont le signe change avec le sens de propagation de la lumière.

MARCEL BOLL.

¹ *A m. d. Phys.*, 35, 898; 1911. — Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. 1, 938; 1911.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE ;

T. X, n° 1 ; 1912.

J. BOSSELLI. — Vitesses de réactions dans les systèmes hétérogènes à plusieurs phases. — P. 3.

Mémoire détaillé sur les travaux dont les conclusions ont été communiquées à l'Académie des Sciences (1).

J. DUCLAUX. — La constitution de l'eau. — P. 73.

En admettant que l'eau est constituée par des molécules non polymérisées formant l'hydrol et une certaine quantité de molécules $(H_2O)^n$, variable avec les conditions physiques et ayant une constitution et des propriétés voisines de la glace, M. Duclaux a cherché à déterminer la valeur de n . Laissant de côté les méthodes qui permettent de déterminer le degré d'association de l'eau, il en a employé d'autres qui conduisent directement à la valeur du poids moléculaire et par conséquent de n .

L'étude de la variation du coefficient de dilatation de l'eau avec la pression peut conduire au résultat cherché, car l'augmentation de pression diminue la quantité de glace ; la considération de l'équilibre à des hauteurs différentes dans une colonne verticale en fonction de la concentration en molécules de glace et à des pressions variables donne pour le poids de la molécule polymérisée :

$$M = 162 [(H_2O)^9] \quad \text{ou} \quad M = 216 [(H_2O)^{12}].$$

La variation de la compressibilité avec la température, combinée avec la considération de la chaleur de dépolymérisation de la glace, donne :

$$M > 120 [(H_2O)^6].$$

Reprenant alors les formules déjà employées pour cette recherche, par un procédé inverse, l'auteur cherche une formule qui permette de représenter aussi exactement que possible les propriétés de l'eau, en y introduisant les valeurs de n ainsi prévues. La dilatation de l'eau peut en particulier être représentée par une formule de la forme :

$$V_T = v_T + \psi T,$$

(1) Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 222 ; 1911.

où V_T et v_T représentent respectivement les volumes spécifiques de l'eau ordinaire et de l'eau sans glace, ψT étant fonction de la température et représentant l'excès du volume de la glace sur celui de l'eau qu'elle donnerait en se dépolymérisant. Si l'hydrol est assimilable à un liquide normal, on peut écrire :

$$V = a + bT + c_T + \psi T.$$

La recherche de la formule la plus convenable conduit à employer une expression à cinq termes et pour ψ la forme $K \cdot 10^{\frac{m}{T}}$.

Il en résulte que les valeurs les plus probables pour les molécules polymérisées sont : $n = 9$ ou $n = 12$. La chaleur de dépolymérisation d'une molécule de glace est d'environ 4.000 calories. Un litre d'eau contient à 0° environ 200 grammes de glace et, au voisinage de 0°, cette quantité diminue de 4 grammes par degré. La chaleur spécifique de la glace dissoute est de 0,62, celle de l'eau non polymérisée étant 0,99. La compressibilité de l'hydrol à 0° est voisine de $360 \cdot 10^{-7}$ et augmente de $1/300$ par degré. La pression diminue la quantité de glace dissoute de 0°r,14 par atmosphère.

G.-N. ANTONOFF. — Les produits de désintégration de l'uranium. — P. 410.

Traduction du mémoire paru dans le *Philosophical Magazine*, VII, 1911 ¹⁾.

E. BRINER. — Recherches sur quelques vitesses de réaction entre corps gazeux. — P. 429.

L'étude de certaines réactions entre corps gazeux présente des irrégularités inexplicées et a conduit divers auteurs à des valeurs très différentes pour les vitesses. Des recherches systématiques sur la formation de l'eau à partir de ses éléments, la décomposition du protoxyde d'azote, la formation de l'anhydride sulfurique à partir de l'anhydride sulfureux et de l'oxygène mettent en évidence l'influence catalytique des parois. Or il arrive souvent que les corps qui prennent naissance se déposent sous forme d'une couche très adhé-

¹ Voir *J. de Phys.*, 5° série, t. I, p. 844 ; 1911.

J. de Phys., 5° série, t. II. (Juillet 1912.)

rente à la surface du récipient où se fait la réaction; il en résulte une diminution de cette action qui peut produire un ralentissement considérable allant parfois à l'arrêt complet.

Remettant en cause la question des faux équilibres, il rejette cette théorie comme peu conciliable avec les conceptions atomistiques; ils correspondraient à des conditions où les réactions sont extrêmement lentes et irrégulières.

PH.-A. GUYE. — Sur la teneur du chlorate de potassium en chlorure et sur le contrôle néphélométrique. Poids atomique de l'argent. — P. 144.

La méthode récente de MM. Dutoit et von Weisse ⁽¹⁾ a permis de vérifier la pureté des chlorates de potassium employés dans la détermination du poids atomique de l'argent et, en particulier, de montrer que la méthode néphélométrique n'est pas exacte dans ce cas, par suite de la variation de la solubilité du chlorure d'argent en présence d'autres sels. Les corrections apportées de ce fait confirment les résultats de MM. Staehler et Meyer ⁽²⁾, qui sont en contradiction avec ceux de M. Richards (Harvard University)

H.-A. GUYE. — L'organisation des travaux de recherches dans un laboratoire de chimie-physique. — P. 155.

Résumé d'une conférence à la Société de Chimie-Physique de Paris, le 1^{er} juillet 1911. G. Roy.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE ;

T. XLVII ; 1911.

GOEBEL. — Le calcul des constantes d'équilibre à partir des déterminations cryoscopiques. — P. 244-254.

En appelant C la concentration d'une solution aqueuse, Δ l'abaissement du point de congélation, on a la relation :

$$C = 0,705 \log(1 + \Delta) + 0,24\Delta + 0,004\Delta^2.$$

⁽¹⁾ *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 131 ; 1911.

⁽²⁾ *Z. für anorg. Chemie.* t. LXXI, p. 378 ; 1911.

Cette équation a été employée pour des électrolytes binaires et ternaires qui, même en solution étendue, sont déjà polymérisés ; on peut calculer les concentrations de chaque espèce de molécules, et les résultats vérifient bien la loi d'action des masses.

WALDEN. — Relation entre la conductibilité moléculaire limite et le frottement interne. — P. 257-283.

Il s'agit surtout de la critique des expériences faites sur le même sujet depuis 1906 et qui paraissent infirmer une loi énoncée par l'auteur à cette époque. En appelant λ_∞ et N_∞ la conductibilité et le frottement interne pour des dilutions infinies, on doit avoir :

$$\lambda_\infty n_\infty = C^t.$$

Seuls les dissolvants ayant un facteur d'association élevé, c'est-à-dire une grande constante diélectrique, doivent s'écarter de cette règle. Ainsi les solutions de NaCl dans les alcools supérieurs, l'acétone, etc., suivent cette loi, à condition de remplacer les nombres de l'expérience, peu certains pour les grandes dilutions, par les résultats d'une extrapolation. De même, pour KI et Az (C³H⁷ 'I dissous dans divers solvants organiques.

BRÖNSTED. — Études sur l'affinité. — P. 284-292.

Ce travail se rapporte à l'affinité de formation du picrate de naphthaline. Déterminée à 20° par la méthode électrométrique, elle est égale à $A = 2.050$ calories par molécule ; le dégagement de chaleur est seulement 880 calories ; on trouve en moyenne :

$$\frac{dA}{dT} = 4 \text{ calories.}$$

PLOTNIKOW. — Études photochimiques.
III, Propagation des réactions lumineuses. — P. 293-298.

Il s'agit d'un cas particulièrement simple des réactions lumineuses. Le mélange des corps réagissants doit être coloré, fortement absorbant et le produit de la réaction doit être incolore. La zone de réaction est alors bien délimitée, et on la voit se propager d'un mou-

vement uniforme. L'addition du brome et de l'acide cinnamique dissous dans la benzine, répond à ces conditions. La vitesse de propagation de la réaction doit être proportionnelle à la quantité A de lumière absorbée et à un facteur m représentant l'effet utile de chaque radiation :

$$v = KmA.$$

K est un coefficient numérique qui caractérise le milieu où se produit la réaction.

TIMOFEJEV. — Études piézochimiques. Influence de la pression sur l'affinité.
P. 299-320.

Les mesures électrométriques de l'affinité de quelques transformations réversibles effectuées pour des pressions allant de 1 à 1.500 atmosphères se représentent bien par la formule :

$$A_{\pi} - A_0 = \pi (v_1 - v_2),$$

π étant la pression, v_1 et v_2 les volumes occupés par l'équivalent électrochimique des corps réagissants avant et après le passage de 96.500 coulombs.

ELLIS. — Les propriétés des émulsions d'huiles. I. Leur charge électrique.
P. 321-352.

Les principaux résultats de cette étude sont les suivants :

1° Le potentiel de contact entre une émulsion et l'eau a une valeur maxima quand l'eau est neutre ou faiblement basique ; l'addition de HCl le fait baisser rapidement pour les petites concentrations, plus lentement pour les concentrations élevées ; l'addition d'une solution de soude élève d'abord le potentiel de contact, puis le diminue quand la concentration dépasse la proportion millinormale ;

2° Le fait le plus important est que ce potentiel garde le même ordre de grandeur, quels que soient l'huile et son degré de pureté ; cet ordre de grandeur est le même qu'avec les particules en suspensions de métaux colloïdaux, de lycopode, etc. ; il paraît dépendre presque uniquement des constantes diélectriques du milieu et des particules en suspension.

DAVIS. — Influence stéréochimique aux points de vue statique et dynamique.
P. 353-368.

Il s'agit de l'étude des équilibres dans la formation des anilides. Ces équilibres ont été étudiés soit entre les liquides eux-mêmes, soit entre les solutions dans la pyridine; les vitesses des réactions sont différentes suivant les isomères stéréochimiques.

BAIN et DAVIS. — Une relation générale possible entre la structure des combinaisons organiques et leurs équilibres. — P. 369-373.

En comparant les constantes d'équilibre des formanilides et les constantes de dissociation des amines, acides, phénols ayant les mêmes substitutions, on constate que le degré de formation des anilides, l'augmentation de la basicité des amines et la diminution de l'acidité des acides correspondants suivent des variations à peu près parallèles.

POLLITZER. — La thermodynamique de l'élément Clark. — P. 374-383.

La comparaison de la quantité de chaleur calculée d'après la f. é. m. de l'élément et de celle qu'on déduit des données thermodynamiques à différentes températures ne justifie pas cette conclusion de Cohen que la formule des températures employée par Jaeger et Kahle était inutilisable pour des calculs thermo-chimiques. En calculant les quantités de chaleur par des données thermo-chimiques, Cohen a négligé des grandeurs essentielles; si l'on en tient compte, il ne subsiste plus aucune différence entre les quantités de chaleur calculées par les deux procédés entre 0° et 30°.

BLOCK. — La variation de volume par fusion des cristaux et les dilatations de ces cristaux et de leurs liquides. — P. 385-425.

Le principal intérêt de ce travail qui a porté sur trente et une substances consiste dans la technique employée, inspirée par Tammann.

Dans une cristallisation qui se poursuit lentement à quelques dixièmes de degré au-dessous du point de fusion, le filet liquide d'un tube étroit se change en un filet cristallin qui ne renferme

qu'une très petite quantité de vacuoles; les impuretés se rassemblent à la partie supérieure de la colonne liquide et peuvent être facilement éliminées; on détermine les volumes du filet sous les deux états. Les différences avec les résultats des autres méthodes ne dépassent pas $\frac{1}{50}$. Mais on a cherché en vain des relations entre Δv , M , $\frac{\Delta v \cdot M}{T}$ et $\frac{\Delta v}{T}$ où M est le poids moléculaire.

SZYSZKOWSKI. — Recherches colorimétriques sur l'action des sels neutres.
P. 426-489.

Le but de ce travail est de justifier certaines hypothèses de l'auteur sur la constitution des sels neutres en montrant qu'ils ont une action sur les réactifs colorés; on s'est servi du méthylorange.

1° Les acides peu dissociés (acide acétique) et les acides fortement dissociés (acide chlorhydrique) donnent au méthylorange des nuances différentes, saumon pour les premiers, cuivrée pour les autres;

2° Les sels neutres entrent en double réaction avec le méthylorange, et cette action a comme résultat une augmentation de la sensibilité du réactif pour les ions H. Elle est due principalement à la variation de l'état de dissociation du méthylorange par action du sel neutre et aussi à la formation de combinaisons complexes entre le réactif coloré et les sels. Ces faits montrent le caractère amphotère du méthylorange;

3° Les non-électrolytes n'ont aucune action sur la sensibilité;

4° La coloration plus prononcée des dissolutions d'acide acétique et méthylorange en présence de sels est due à l'augmentation de la sensibilité du réactif, mais aussi à l'augmentation de la constante de dissociation de l'acide. Les sels de Na agissent plus fortement que ceux de K et les bromures plus que les chlorures.

THIEME. — Séparation des métaux des flammes par l'électricité. — P. 490-499.

Si, dans la flamme d'une bougie ou d'un bec de gaz, on place à une faible distance l'un de l'autre les deux pôles d'une batterie de 100 volts, le pôle négatif se recouvre de charbon; de même les métaux se séparent des flammes contenant leurs sels; ces faits sont en accord avec la théorie des ions.

Rapport du comité international des poids atomiques pour 1912
et tableau de ces poids atomiques. — P. 500-503.

SANDER. — La solubilité de l'anhydride carbonique dans l'eau et quelques autres dissolvants, à des pressions élevées. — P. 513-519.

Pour des pressions variant entre 20 et 140 kilogrammes par centimètre carré, la solubilité de CO_2 aux basses températures ne suit pas la loi de Henry ; les écarts sont minima avec l'eau. A ce point de vue, les dissolvants se partagent en deux groupes : pour les alcools éthylique et propylique, la benzine, la nitrobenzine, les chlorure et bromure de phényle, le toluène, la solubilité augmente plus rapidement que ne l'indique la loi ; au contraire pour l'éther, l'acétate d'éthyle et l'eau, elle augmente moins rapidement. D'ailleurs, les écarts sont plus faibles quand la quantité de gaz absorbée est rapportée au volume de la dissolution et non pas à celui du dissolvant.

Quand la température s'élève, la loi de Henry est mieux suivie ; ainsi à 100° , la solubilité de CO_2 dans la plupart des dissolvants croît proportionnellement à la pression ; plus la température est élevée, plus on se rapproche de la loi de Mariotte.

La solubilité de CO_2 diminue en général quand la température s'élève, sauf dans la nitrobenzine, où elle est la même à 60° et à 100° . Enfin, la solubilité de CO_2 diminue quand le poids moléculaire du dissolvant augmente.

SACKUR. — Les sels fondus employés comme dissolvants. — P. 550-553.

Ce premier travail se rapporte à l'étude cryoscopique de quelques sels fondus, dans lesquels on dissout d'autres sels. Quand il y a simple dissolution, les lois des solutions étendues sont valables à peu près jusqu'à la concentration normale. Quand le sel dissous a un ion commun avec le dissolvant, on obtient un poids moléculaire normal ou bien une faible dissociation, indépendante de la concentration. Quant aux sels n'ayant aucun ion commun avec le dissolvant, ils donnent, suivant leur nombre d'ions, des abaissements moléculaires voisins du double ou du triple.

SACKUR. — Les sels fondus employés comme dissolvants. — P. 564-572.

Il s'agit cette fois de la détermination des coefficients de solubilité des corps inorganiques dans les sels alcalins et alcalino-terreux fondus. On arrive à cette loi simple que les corps qui y sont solubles sont ceux qui sont ionisables, les autres sont pratiquement insolubles, sauf pour les oxydes alcalino-terreux, qui se dissolvent facilement dans leurs chlorures fondus.

PLOTNIKOW. — Études photochimiques. — P. 573-581.

Il s'agit dans ce travail du coefficient de température de l'action photochimique du brome. Il a été déterminé pour les réactions suivantes : Br + acide cinnamique dans la benzine ou dans le tétrachlorure de carbone et Br + C⁶H⁶ ; on a trouvé 1,37, 1,41 et 1,40. La moyenne, ainsi que pour l'iode, est 1,4.

Toutes les valeurs connues des coefficients de température des réactions photochimiques sont voisines de trois : 1,04, 1,20 et 1,39.

Ces valeurs sont en relation avec la structure électronique de l'atome.

FISCHER et BRIEGER. — Le fer dans le sang. — P. 582-628.

Il s'agit d'une étude en grande partie physiologique, mais dont certains résultats sont relatifs à la chimie des colloïdes. Ceux-ci ont trait à la décomposition catalytique de H²O² par les sels de fer en solution acide ou faiblement basique, ou salée. Le sel de fer est accompagné d'un support colloïdal.

En solution acide, il se produit une forte oxydation du support en même temps que le fer est réduit en solution un peu alcaline, le support reste inoxydé, tandis que le fer est transformé en ferrate.

Dans le premier cas, le fer se trouve réduit en des combinaisons peu connues ; dans le second, l'oxydation du fer a lieu même en solution très étendue d'alcali.

EXPÉRIENCES AVEC DES BULLES DE SAVON (1);

Par M. C.-V. BOYS.

J'ai eu une certaine hésitation quand j'ai émis l'idée qu'il serait peut-être intéressant pour vous de voir quelques-unes des expériences que j'ai imaginées sur les bulles de savon. Je craignais en effet que l'intérêt scientifique d'un pareil sujet fût trop léger pour un corps aussi savant que le vôtre. Mais votre excellent secrétaire m'ayant assuré que ces expériences seraient les bienvenues, j'ose espérer que vous les tolérerez.

J'ai pour moi qu'une bulle de savon est une belle chose; elle s'adresse à plusieurs sens et à beaucoup de genres d'esprits; elle fait la joie des enfants et elle nous remplit d'admiration, nous qui savons quelque chose de ces mystères de la physique moléculaire qu'elle contribue pour une grande part à nous révéler; et, avec son aide, nous acquérons la possibilité de mettre en évidence les actions de forces relatives à d'autres branches de la science physique avec souvent plus de facilité et d'élégance que par d'autres moyens. J'ai vu que la bulle de savon pique même la curiosité des singes et particulièrement de ceux dont le développement intellectuel est le plus avancé, le chimpanzé et l'orang-outang. Enfin, parmi tous les objets qui nous sont familiers et qui présentent un véritable intérêt scientifique, la bulle de savon l'emporte sur tout autre du même poids.

Avant de commencer à vous montrer quelques-unes de mes expériences, il me semble que c'est pour moi un devoir de payer le tribut de mon admiration à Plateau, cet homme de génie qui, après avoir été frappé de cécité, obligé de se servir des yeux et des mains de sa belle-fille, imagina et développa relativement à la science de la capillarité des expériences et des idées théoriques qui ont provoqué l'admiration du monde scientifique et dont l'ouvrage intitulé *Statique*

· Conférence faite à la Société française de Physique, le 12 avril 1912.

Voir : Soap Bubbles; their colours and the forces which mould them, by C.-V. Boys, F. R. S., 10th mile, Society for Promoting Christian Knowledge, Northumberland avenue, London — et Boys (C.-V. , membre de la Société Royale de Londres : Bulles de savon, quatre conférences sur la capillarité, faites devant un jeune auditoire. Traduit de l'anglais par Ch.-Ed. Guillaume, D^r ès sciences, avec de nouvelles notes de l'auteur et du traducteur, in-18 jésus, 60 figures et 1 planche. Paris, Gauthier-Villars, 1912.

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Août 1912.)

41

des liquides est un monument digne du génie de l'auteur. Quand je considère le trésor des connaissances dont Plateau nous a enrichis, j'ai bien l'impression que je n'ai fait que ramasser des miettes tombées de la table de l'homme riche.

La formation et l'existence d'une bulle de savon reposent sur la faible tension superficielle de la solution de savon et sur cette remarquable propriété, étudiée par Willard Gibbs, en vertu de laquelle la tension superficielle varie suivant les besoins du moment entre des limites élastiques, dans le sens propre du mot. J'ai été surpris lorsque j'ai trouvé par l'expérience qu'il pouvait se produire un accroissement atteignant presque jusqu'à 20 0/0 de la tension normale. Je n'ai malheureusement ici aucune expérience qui me permette de vous montrer commodément ce fait.

Les parties supérieures d'une grosse bulle doivent avoir une tension plus grande que les parties inférieures, car elles doivent faire équilibre à la fois au poids de la bulle et à la tension de la partie inférieure. C'est pourquoi il doit y avoir une limite supérieure à la grandeur possible d'une bulle de savon. Une bulle dont la couleur est le blanc du premier ordre ne peut pas dépasser 1 mètre 1 2 de diamètre, tandis qu'une bulle noire peut atteindre jusqu'à 15 mètres de diamètre environ. Il n'est d'ailleurs pas possible pratiquement de souffler d'aussi grosses bulles. La grande difficulté, si l'on ne fait pas usage de moyens mécaniques, est d'envoyer de l'air en quantité suffisante. A ce propos, le professeur Wood, de Baltimore, me disait qu'il trouvait le principe de l'injection très avantageux. En effet, quand on y réfléchit, il répond exactement aux nécessités de la question. La pression intérieure diminuant à mesure que la bulle devient plus grosse, une petite quantité d'air insufflée dans le tuyau en entraînera avec elle une assez grande pour que la pression soit suffisante.

J'ai essayé plusieurs formes d'injecteurs, mais le plus simple et jusqu'ici le meilleur est fait d'un chalumeau recourbé, tel que ceux que l'on emploie pour l'essai du gaz d'éclairage, pour le soufre. Je souffle avec la bouche dans le bout étroit par l'intermédiaire d'un bec, tandis que le bout large est entouré d'une bande de batiste avec le tranchant serré qui alimente de liquide la bulle à mesure qu'elle grandit. Avec cet appareil je n'ai pas soufflé de bulle ayant 80 centimètres de diamètre, mais je sens bien que je pourrais en souffler de plus grosses quand je voudrais. Permettez-moi de dire

ici que je fais usage du liquide de Plateau constitué par une solution aqueuse d'oléate de soude additionnée de glycérine. Les proportions sont les suivantes : oléate, 1 partie; eau, 40 parties ; on ajoute ensuite 1/3 du volume de glycérine. Avec du bon oléate, j'ai augmenté quelquefois la proportion d'oléate, surtout quand il s'agissait de souffler de grosses bulles.

Si le chalumeau est légèrement chauffé, la bulle contenant ainsi de l'air un peu chaud sera une véritable montgolfière et s'élèvera par sa propre force ascensionnelle. Si la bulle atteint 30 centimètres environ de diamètre, on est surpris de la durée du temps pendant lequel elle reste assez chaude pour flotter dans l'air. Quand elle commence à descendre, on peut l'arrêter au moyen d'un courant d'air dirigé vers le haut et que l'on produit soit en soufflant avec le chalumeau, soit au moyen d'un soufflet. Dans ce dernier cas, en accordant les mouvements du soufflet avec la période naturelle d'oscillation de la bulle, on pourra à la fois la maintenir dans l'air et lui faire exécuter des vibrations de grande amplitude. On peut encore la reprendre et insuffler à l'intérieur un peu de gaz d'éclairage, elle flottera alors d'elle-même. La chaleur même de la respiration suffit pour faire monter une bulle si elle est assez grosse. Mais, avec un chalumeau chauffé, on peut faire s'élever pendant quelques instants même de toutes petites bulles.

Il est évident qu'une bulle froide soufflée avec de l'air flottera sur de l'acide carbonique. Je suis entré une fois dans la grotte du Chien près de Naples, et là j'ai soufflé de nombreuses bulles qui volaient tout autour de moi dans le gaz lourd à la grande joie du gardien. La vapeur d'éther se prépare plus facilement et est encore plus lourde que le gaz carbonique. Il est plus facile de s'en servir pour supporter une bulle remplie avec de l'air; mais la vapeur se condense bientôt sur la bulle, s'évapore à l'intérieur et, au bout de peu de temps, celle-ci tombe. Si on la reprend et qu'on approche une bougie allumée, la bulle brûle en produisant une flamme, montrant par là que la vapeur a pénétré à l'intérieur. On peut encore reprendre la bulle au moyen d'un entonnoir. Si alors on approche une bougie allumée de l'extrémité, on voit une flamme longue comme celle d'un bec Bunsen. Il est intéressant de remarquer que si la benzine C_6H_6 est substituée à l'éther, la bulle flotte aussi bien, mais la pénétration de la vapeur est moins rapide. Elle finit cependant par entrer et la bulle brûle alors avec une flamme brillante. Avec le pentane, au con-

traire, la bulle flotte sans qu'il y entre de la vapeur, cette substance étant beaucoup moins soluble. Une bulle d'oxygène flottant sur l'éther et la benzine exploserait violemment à la façon d'une bombe quand on l'allumerait.

La vapeur d'éther et quelques autres en petit nombre diminuent un peu la tension superficielle d'une bulle de savon, tandis que la plupart des vapeurs organiques l'augmentent. Ceci est particulièrement frappant avec l'ammoniaque qui, sans aucun doute, agit chimiquement sur les molécules libres de l'acide oléique, se combine avec elles et neutralise au delà l'influence propre des molécules dissociées que Willard Gibbs a mises en évidence et qui tend à diminuer la tension superficielle. On peut montrer très simplement cette action de l'ammoniaque en recevant une bulle sur un anneau de fil de fer de diamètre un peu moindre. Si on tient au-dessus de la bulle le bouchon d'une bouteille d'ammoniaque diluée, la bulle se rétracte vers le bord le plus bas de l'anneau. Si au contraire on maintient au-dessous de la bulle un verre contenant de l'ammoniaque, l'action sera encore plus rapide, la bulle tendra à s'élever à l'encontre de la gravité et se resserrera elle-même dans l'anneau. Le mouvement se produit dans chaque cas comme si la bulle était incommodée par l'odeur. Si la bulle est trop grosse pour s'élever à travers l'anneau, une larme se forme qui indique sa détresse. Naturellement la cause réelle de ces actions est l'accroissement de la tension de la lame liquide du côté de l'anneau où est appliquée l'ammoniaque ; et, si la bulle est trop grosse, cet accroissement de tension provoque la séparation d'un peu de liquide du reste de la bulle et du fil de fer : c'est ce qui forme la larme.

Dupré a montré depuis longtemps déjà que la vitesse avec laquelle se brisent les bulles de savon est déterminée par cette condition que l'énergie de mouvement de la gouttelette soit égale à celle qui est nécessaire pour la séparer de la lame liquide. Ceci peut être exprimé à la manière de Newton de la façon suivante : si la tension d'une lame d'eau de savon est suffisante pour supporter le poids d'un certain nombre de mètres d'une lame d'une certaine épaisseur spécifique ou d'une certaine couleur, la vitesse avec laquelle une lame de cette épaisseur ou de cette couleur se brisera est la même que la vitesse acquise par une pierre qui a parcouru en chute libre sous l'influence de son propre poids ce même nombre de mètres. Ceci évidemment dans la supposition que le liquide est parfaitement mobile.

Quand augmentent la rigidité et la viscosité, la vitesse est réduite. Par exemple, une solution de saponine a une tension superficielle de 50 0/0 plus grande que celle d'une solution de savon. Une bulle de saponine se brisera donc plus vite qu'une bulle de savon. A ce propos, permettez-moi de vous montrer à titre de curiosité et pour ceux qui ne sont pas familiers avec ces matières une bulle de saponine. Maintenant, dans le cristalliseur que vous voyez en projection, je souffle une mousse de saponine et de glycérine ; je puis poursuivre l'opération jusqu'à ce que j'obtienne l'aspect ordinaire de la mousse. Mais bientôt les cellules qui se sont formées commencent à crever. Vous pouvez voir la surface libre descendre d'un mouvement lent et irrégulier, qui provient de ce que le liquide n'est pas complètement fluide. Je conclus de là qu'une bulle de savon se brisera moins vite que ne l'indique le calcul. M. Bull pourrait aisément vous le montrer à l'aide de son micro-cinématographe d'une si grande puissance.

La bulle de savon fournit un moyen commode pour illustrer le principe de la stabilité. Il suffirait ici de me reporter au travail de Plateau sur ce sujet. J'ai cependant disposé deux expériences pour vous le montrer. La première est une variation d'une expérience de Plateau qui montra qu'une bulle de savon très légère restait en équilibre stable sur l'extrémité inférieure d'un anneau vertical en fil de fer, si une lame d'eau de savon était tendue sur cet anneau. J'ai vu que les œufs d'oiseau vidés, pourvu qu'ils ne soient pas plus lourds que ceux des moineaux domestiques, peuvent être employés pour cette expérience.

En contraste marqué avec la rupture lente de cette bulle particulière, je puis vous montrer que la vitesse de rupture d'une vraie bulle de savon, qui peut être aussi grande que la vitesse d'un train express, peut être rendue visible à l'œil ou être montrée en projection sur un écran. J'ai disposé sur une planche un cadre de fil de fer sur lequel je peux former une lame de savon de 2 mètres de long et 5 millimètres de large, mais en zigzag, de façon qu'elle occupe une surface d'un peu moins d'un décimètre carré.

De plus je l'ai construit de façon que les deux bouts de la lame soient adjacents. Alors, en rompant la lame, on voit immédiatement que la rupture est progressive, durant à peu près $1/7$ de seconde pour la course entière. Si la lame est rompue aussitôt que formée, alors qu'elle est encore épaisse, le mouvement du bord est plus

lent; si on le laisse s'amincir et montrer le blanc ou les couleurs du premier ordre, le mouvement du bord est sensiblement plus rapide.

L'œuf de l'oiseau présente l'avantage qu'il introduit une seconde condition de stabilité. Il ne peut rester en équilibre que si sa section transversale maxima, c'est-à-dire sa section ovale, repose sur la lame liquide. Si on fait tourner l'anneau, l'œuf commence par rouler et glisser, puis, la vitesse s'accélégrant, il roule et saute, mais ne quitte jamais la lame liquide. J'ai disposé cette expérience de façon à pouvoir la projeter.

La seconde manière de mettre en évidence les conditions de stabilité repose sur l'emploi de bulles cylindriques dont la longueur est π fois aussi grande que leur diamètre. Au delà de cette longueur, comme l'a montré Plateau, une bulle cylindrique n'est plus stable. Quand on approche de cette longueur, la stabilité diminue ou, en d'autres termes, la bulle se déforme plus facilement. Si nous soufflons une bulle sphérique avec de l'oxygène entre les pôles d'un électro-aimant, nous trouvons que le magnétisme ne suffit pas pour faire mouvoir la bulle d'une façon appréciable quand le courant excitateur est fermé. Mais, si nous amenons la bulle à prendre la forme cylindrique avec un appareil construit de façon à rendre sa longueur à peu près π fois aussi grande que son diamètre, l'influence magnétique cause immédiatement la séparation de la bulle en deux parties, la plus grosse restant entre les pôles de l'électro-aimant et la plus petite montant au-dessus.

Je vais maintenant souffler une grosse bulle en me servant de ma bouche en guise d'injecteur et de mes mains sans employer d'autre appareil. Cette méthode m'a été indiquée par le professeur Wood. Après avoir pris ainsi une bulle entre mes mains, je les écarte jusqu'à ce qu'il se forme un col au milieu de la bulle et puis que celle-ci se divise en deux. Je les jette maintenant l'une contre l'autre dans une direction horizontale, vous remarquez qu'elles ne se joignent pas, mais qu'elles s'aplatissent l'une l'autre et résistent au rapprochement. Si au contraire je les rapproche suivant la direction verticale, elles se joignent instantanément et se facilitent le rapprochement. Dans le premier cas, la surface nette et lisse des deux bulles ne permettait pas à l'air de s'échapper, tandis que, dans le second cas, la surface rugueuse du liquide qui s'égoutte à la partie inférieure de la bulle brisait la couche d'air interposée. Les deux bulles pouvaient

alors se joindre soit en gardant une face commune ou septum, soit, si celui-ci se brisait avant de devenir visible, en reformant la bulle unique primitive. Cette opération peut être répétée plusieurs fois.

Ce que je vais vous montrer maintenant repose sur la propriété suivante dont jouissent les bulles. Quand leurs surfaces sont bien lisses, elles peuvent être pressées l'une contre l'autre sans qu'il y ait contact réel.

Si je place une bulle sur un anneau horizontal juste assez large pour lui permettre de passer au travers par l'effet de son propre poids et que je la pousse vers le bas avec une lame liquide tendue sur un autre anneau, elle passera au travers d'un seul coup. Si l'on prend soin d'enlever toutes les gouttes qui peuvent se former sur la surface inférieure, on pourra la pousser à nouveau sur le haut. Dans aucun cas, la lame liquide ne touche réellement la bulle.

Je souffle une bulle sous un anneau et je la suspends à un autre anneau de fil d'aluminium de façon à pouvoir lui donner une forme allongée. Après avoir inséré le chalumeau, je souffle à l'intérieur une seconde bulle que je laisse se détacher. Cette seconde bulle descendra à l'intérieur de la première jusqu'à ce qu'elle trouve son équilibre au niveau d'un certain cercle de latitude de l'hémisphère inférieur et elle y restera tant qu'aucune goutte suspendue à sa partie inférieure ne viendra toucher la bulle extérieure. Ces gouttes peuvent d'ailleurs être enlevées avec le chalumeau. La bulle extérieure peut alors être étirée vers le bas de façon à comprimer la bulle intérieure et à lui donner la forme d'un sphéroïde allongé que l'on peut faire pivoter, sans que, pendant toutes ces opérations, il y ait contact réel entre les deux bulles.

J'écarte encore l'anneau inférieur et par ce moyen j'élimine l'air qui se trouve entre les deux lames liquides, jusqu'à ce qu'il soit à peu près impossible de voir quoi que ce soit entre elles ; si alors j'insuffle de l'air à nouveau, la bulle intérieure prendra un rapide mouvement de rotation. Ces bulles sont trop grosses pour pouvoir être projetées facilement sur l'écran ; je puis cependant rendre plus visibles ces opérations et d'autres semblables en utilisant simplement l'ombre portée sur l'écran par le cratère positif d'un arc électrique.

Je souffle une bulle sur un anneau et j'y fais entrer du gaz d'éclairage — ou de l'hydrogène — elle tend à s'élever ; mais, comme

elle est retenue vers le bas par l'anneau, elle s'étire vers le haut, prend à une échelle agrandie et en sens inverse la forme d'une goutte liquide et finit comme celle-ci par se détacher. Lorsqu'une bulle soufflée dans l'air libre contient une très petite quantité de gaz d'éclairage, il peut se faire qu'elle soit juste assez légère pour flotter ou bien qu'elle ait une tendance soit à monter, soit à descendre. Si elle est juste assez légère pour avoir une tendance à monter, on voit qu'après quelques instants, grâce à un processus de diffusion, de condensation et d'évaporation, elle perd un peu de son gaz léger et tend à redescendre. Lorsqu'une grosse bulle contient une quantité de gaz d'éclairage pas tout à fait suffisante pour la maintenir en l'air, on peut la faire naviguer sur le pavé. Elle peut ainsi se débarrasser des gouttelettes qui pendent à sa partie inférieure ; puis, ainsi allégée, elle peut remonter lentement. Ces grosses bulles sont très belles, et dans la nouvelle édition de mon livre sur les bulles de savon, j'ai donné de très nombreuses indications sur la manière la plus pratique de les faire. Malheureusement il n'est pas possible, dans cet amphithéâtre, d'imiter les conditions des bulles faites en plein air. Je voudrais cependant vous indiquer que l'un des traits les plus saillants de la beauté de ces bulles est la ligne du ciel que l'on voit dans une sorte de perspective sphérique sur la surface supérieure et de nouveau, mais alors renversée, sur la surface inférieure. Vous n'apercevez pas l'image des fenêtres réfléchies par les bulles en plein air, bien qu'on rencontre des tableaux qui représentent ce phénomène. Je puis vous montrer une photographie que j'ai prise d'une bulle en plein air et dans laquelle les édifices situés derrière mon cabinet à Londres apparaissent déformés suivant une curieuse perspective que j'appelle sphérique. Cette photographie est très intéressante ; mais une vue analogue prise dans un beau jardin et contenant de beaux édifices serait encore plus attrayante. Une seconde photographie, que j'ai prise en novembre dernier dans les conditions les plus défavorables, montre que la bulle réfléchit les portraits d'une façon charmante. Un très grand nombre de personnages peuvent ainsi être représentés autour d'une figure centrale, les plus distants paraissant plus petits, ceux qui sont au bord paraissant étirés et courbés. On a ainsi, d'une circonstance particulière quelconque, un intéressant souvenir. J'ai appelé ces portraits des portraits de rêve.

Revenons à nos bulles de gaz, Je souffle une bulle de gaz sur un

anneau et à l'intérieur de celle-ci une bulle d'air. Dans le gaz, l'air est si lourd que la bulle pend comme une goutte pesante à l'extrémité du chalumeau pour s'en détacher bientôt. Si au contraire je souffle une bulle d'air sur un anneau et que je place à l'intérieur une bulle de gaz, celle-ci flottera et viendra s'appliquer contre la paroi supérieure de la bulle extérieure pourvu qu'il ne se rencontre pas de gouttes lourdes pour la briser. Si maintenant je fais entrer un peu de gaz dans la bulle extérieure, la bulle intérieure flottera comme le cercueil de Mahomet suspendu dans l'espace. Je puis maintenant détacher la bulle de l'anneau au moyen d'un second anneau ou en soufflant une troisième bulle en contact avec l'anneau. Je recommence à souffler une petite bulle de gaz dans une bulle d'air tenue sur un anneau. Avec un second anneau je donne à la bulle extérieure la forme d'un cylindre. Si je l'incline alternativement dans les deux sens, la bulle intérieure va suivre toute la longueur de ce cylindre. J'écarte encore le second anneau, la bulle intérieure grandit. Je puis ainsi la faire grossir au point qu'elle tire vers le haut assez fortement pour supporter l'anneau et les petits objets qu'on a pu fixer sur lui. A aucun moment cependant elle ne touche réellement la bulle extérieure.

Je recommence, et d'une main je maintiens la bulle extérieure sur un anneau passé au travers de la bulle extérieure ; avec l'autre main, je souffle une troisième bulle à l'intérieur des deux autres. Je puis alors à ma fantaisie enlever l'anneau et rendre ainsi les trois bulles libres ou bien les prendre sur un autre anneau. Il est possible, mais pas facile, de souffler une quatrième bulle à l'intérieur des trois premières. Ce n'est d'ailleurs pas en suivant la même méthode que précédemment, car on se trouve limité par le nombre des mains.

Si deux bulles soufflées sur anneau sont pressées l'une contre l'autre, nous avons vu qu'elles ne se joignent pas ; mais, si la moindre attraction électrostatique est établie entre les surfaces contiguës, l'union des deux bulles est instantanée et il se forme une bulle unique. Ceci peut être effectué au moyen d'un bâton de cire à cacheter ou d'un interrupteur et de fils de cuivre reliés aux anneaux de fil de fer-blanc et aux bornes d'un arc électrique. Deux bulles sont beaucoup plus sensibles qu'un électroscope à feuilles d'or.

Je prends maintenant deux bulles dont l'une est contenue dans l'autre. Si j'approche un morceau de cire à cacheter de la bulle extérieure, l'action exercée peut être assez forte pour tordre cette bulle,

mais la bulle intérieure n'est pas affectée comme cela doit être, si la force électrique est nulle à l'intérieur d'un conducteur d'électricité. Je ne connais pas d'autre moyen de démontrer l'absence de force électrique à l'intérieur d'un corps conducteur et à une distance de la surface extérieure moindre que un millième de millimètre. Les deux expériences précédentes peuvent être combinées en une seule, de façon à mettre en évidence le contraste entre la manière dont se comportent une bulle extérieure et une bulle intérieure.

Le cubisme est incompatible avec les bulles de savon. Il n'en est pas de même du futurisme, et je puis vous montrer une photographie futuriste.

Maintenant que je suis arrivé au bout de ma tâche, je dois exprimer l'espérance que la beauté des phénomènes que je désirais vous montrer vous fera me pardonner les insuccès que j'ai pu rencontrer, — car on ne peut jamais être sûr de réussir, — et surtout le peu d'intérêt purement théorique de cette communication.

LE FROTTEMENT INTÉRIEUR DES SOLIDES; SES VARIATIONS AVEC LA TEMPÉRATURE ⁽¹⁾;

Par M. CH.-EUG. GUYE.

C'est en 1784 que Ch.-Aug. de Coulomb dotait la physique expérimentale du merveilleux instrument qu'est la balance de torsion. Les premières expériences sur l'amortissement des oscillations des fils métalliques qu'il fit alors, ouvrirent la voie aux nombreuses recherches qui ont été effectuées depuis ⁽²⁾. La science française s'est donc montrée dans ce domaine fidèle à ses belles traditions d'initiatrice.

Cependant, malgré l'ancienneté des recherches de Coulomb, malgré la simplicité apparente des dispositifs expérimentaux, mal-

⁽¹⁾ Conférence faite à la Société française de Physique, séance du 12 avril 1911.

⁽²⁾ Il convient de citer particulièrement les noms de MM. Cornu et Baille à l'occasion de leurs recherches sur la gravitation. Plus récemment les importants-mémoires de M. Bouasse, ainsi que les travaux de M. Brillouin, de M. A. Guillet, de M. H. Le Châtelier et de ses élèves. A l'étranger, de nombreux et illustres savants ont aussi continué l'œuvre commencée par Coulomb: O.-E. Meyer, Gauss, Boltzmann, Gray, etc., et tout particulièrement M. W. Voigt, de Göttingen, le distingué correspondant de l'Institut de France.

gré le grand nombre des travaux publiés dont plusieurs émanent de savants illustres, le frottement intérieur des solides ne nous a pas révélé jusqu'ici ses secrets, alors que tant d'autres chapitres de la physique ont reçu des explications satisfaisantes.

Cela tient, comme vous le savez, à la complexité même de l'état solide, complexité qui apparaît toujours plus grande au fur et à mesure que nos connaissances dans ce domaine vont en augmentant.

§ 1. — *Définition du frottement intérieur des solides.*

Nous savons par expérience que, si l'on déforme un solide élastique, si l'on tord un fil par exemple, ce fil revient généralement à sa position d'équilibre en effectuant une série d'oscillations d'amplitudes décroissantes.

Ces oscillations sont dites amorties; mais les causes qui produisent cet amortissement peuvent être les unes *extérieures*, les autres *intérieures* à la matière du fil.

Parmi les premières il convient de mentionner particulièrement la résistance de l'air et la communication éventuelle des vibrations du fil à son support. Mais que l'on supprime ces causes extérieures de dissipation d'énergie, en plaçant, par exemple, l'appareil dans le vide et en donnant aux supports une forme convenable et une masse suffisante, l'amortissement peut être atténué, mais il n'en subsiste pas moins. Il faut donc admettre *qu'il existe à l'intérieur du fil un ensemble de causes qui ont pour effet d'absorber d'une façon irréversible l'énergie du mouvement lorsque les diverses parties qui composent le solide se déplacent les unes par rapport aux autres.* C'est à cet ensemble de causes que nous donnerons le nom de frottement intérieur.

Quelques auteurs ont attribué au terme de frottement intérieur une signification plus précise: pour M. Voigt, par exemple, *la force de frottement intérieur* serait par définition une force qui, à chaque instant, serait proportionnelle ou du moins fonction de la vitesse de déformation. Ce savant a sans doute été guidé dans le choix de cette définition par les analogies partielles qui rattachent le frottement intérieur des solides à celui des gaz ou des liquides.

En présence de l'extrême complexité que présente le frottement intérieur des solides et dans l'ignorance où nous sommes encore de la nature intime des causes qui produisent l'amortissement intérieur,

nous préférons, dans cet exposé, conserver à l'expression frottement intérieur une acception tout à fait générale. D'autant plus que dans bien des cas l'amortissement des déformations élastiques ne paraît pas dépendre de la vitesse de la déformation.

§ 2. — *Difficultés des recherches expérimentales sur le frottement intérieur des solides.*

Pour dégager les lois expérimentales du frottement intérieur des solides, il faudrait d'abord étudier le phénomène sur les corps solides par excellence : sur les cristaux. Malheureusement les dimensions ordinaires des cristaux se prêtent très mal aux expériences d'élasticité et moins encore à celles plus délicates de l'amortissement des déformations élastiques. Elles ne sont cependant pas impossibles, et M. le professeur Voigt, de Göttingen, a bien voulu nous communiquer récemment les premiers résultats d'une étude de ce genre effectuée à son laboratoire sur des prismes de sel gemme taillés dans les diverses orientations cristallographiques (1).

On ne saurait trop insister sur l'intérêt que présentent des recherches expérimentales de cette nature. En nous révélant le rôle de la symétrie cristalline sur le phénomène, elles contribueront sans doute à nous éclairer sur sa nature intime.

Mais les corps sur lesquels une étude de ce genre est possible sont malheureusement rares, et les difficultés pratiques inhérentes à ces mesures obligent donc les expérimentateurs à se contenter des solides ordinaires, qui le plus souvent sont des *ensembles complexes* se rapprochant plus ou moins par leur structure de l'état cristallin ou de l'état liquide.

Les résultats de ces recherches deviennent alors très délicats à interpréter. Elles peuvent néanmoins conduire à des conséquences intéressantes, soit au point de vue de la structure intime des solides, comme nous le verrons, soit même au point de vue des applications pratiques, ainsi que M. H. Le Châtelier le faisait remarquer lors du Congrès de l'Association internationale pour l'Essai des matériaux, à Copenhague.

Parmi les corps solides qui ont fait jusqu'ici l'objet des études les plus nombreuses, il faut mentionner en premier lieu les *métaux*,

(1) Les résultats de cette étude paraîtront incessamment.

tels que les livres la métallurgie (fondus ou travaillés). Les métaux rentrent précisément dans ces ensembles complexes, et les grands progrès réalisés dans la métallographie nous les font considérer actuellement comme un agrégat de petits cristaux orientés dans toutes les directions. Les métaux possèdent ainsi une structure que l'on a appelée avec raison *quasi isotrope* ou *pseudo-isotrope*; ils ont généralement les mêmes propriétés dans toutes les directions; mais cette particularité est due au fait que tout élément de droite tracée dans l'échantillon rencontre des individus cristallographiques microscopiques disposés dans toutes les orientations possibles.

La théorie des propriétés physiques dans ce genre de milieu est, on le conçoit, très complexe et nécessiterait en premier lieu la connaissance des mêmes propriétés dans les milieux cristallins, constitutifs du milieu quasi isotrope (1).

C'est dire combien nous sommes encore éloignés de pouvoir établir une théorie générale du frottement intérieur des corps solides.

A cette cause de complexité qui serait suffisante à elle seule, s'en ajoute une seconde, plus importante, plus désespérante pour l'expérimentateur, à savoir : les *modifications passagères ou permanentes* que toute action thermique ou mécanique semble produire sur la matière solide.

Quelle peut être la nature de ces modifications? S'agit-il de ruptures par clivage de cristaux microscopiques? de modifications allotropiques ou polymérisées, fonction de la température et de la pression, comme M. Ch.-Ed. Guillaume en a émis l'idée(2)? Quelle est alors l'influence du temps sur la vitesse de formation de ces équilibres physico-chimiques? Dans quelles conditions ces équilibres se produiront-ils, lorsqu'on fera varier la vitesse de la déformation? Quel est le rôle de l'agitation moléculaire? etc.

M. Voigt a, comme on sait, établi une théorie des phénomènes élastiques dans les milieux *quasi isotropes* (voir Congrès international de Physique, t. I, 1900). Cette théorie, qui suppose la connaissance des lois de l'élasticité dans les milieux anisotropes, a été confirmée d'une façon satisfaisante dans le petit nombre des cas où elle a pu être soumise à une vérification expérimentale. Dans le même ordre d'idées, M. Voigt a aussi jeté les bases d'une théorie du frottement intérieur, mais dans le cas particulier où ce frottement serait fonction de la vitesse de déformation. J'ajoute que M. Weiss a suivi de son côté, dans l'étude du magnétisme, une marche analogue; c'est en effet après avoir étudié les propriétés des milieux magnétiques cristallins (la pyrrhotine et la magnétite) que M. Weiss a abordé avec le succès que l'on sait l'étude du magnétisme du fer ordinaire considéré comme un milieu quasi isotrope.

- Congrès international de 1900.

Telles sont les nombreuses questions qui se posent naturellement à l'esprit en présence de l'énigme des déformations passagères ou permanentes.

D'une façon générale, il semble que toute modification thermique ou mécanique produise à l'intérieur du solide des altérations passagères ou permanentes qui en modifient la structure intime; et ce sont ces altérations qui donnent lieu à cette variété presque inextricable de phénomènes baptisés, suivant les cas, des noms de réactivité, élasticité résiduelle, écrouissage, etc.

Il en résulte que les propriétés d'un solide ne dépendent pas uniquement de sa composition chimique apparente et des conditions de température et de pression dans lesquelles il se trouve au moment de l'expérience. *Elles paraissent dépendre en outre de toute l'histoire thermique ou mécanique de l'échantillon.* On ne peut donc, théoriquement du moins, faire un essai sur un solide sans que cet essai ne soit influencé par l'ensemble des essais antérieurs. Bien plus, à peine un essai est-il commencé, que le corps sur lequel on expérimente n'est déjà plus le même. On comprend que dans ces conditions l'interprétation des résultats devienne particulièrement délicate et souvent même illusoire⁽¹⁾.

Ces difficultés sont particulièrement importantes lorsqu'on fait subir au solide de grandes déformations; dans ce cas, la structure et, par conséquent, les propriétés du solide sont considérablement altérées. Si l'on s'en tient, au contraire, aux très petites déformations, tous ces inconvénients deviennent moindres⁽²⁾; et leur action peut

(1) Ces difficultés ont particulièrement été mises en lumière par M. Bouasse. Les expériences effectuées par M. Bouasse ont été poursuivies avec une patience, une ingéniosité, une élégance de méthodes tout à fait remarquables; et les précautions prises pour rendre les diverses expériences comparables ont certainement dépassé de beaucoup toutes celles prises jusque-là dans les travaux antérieurs. Les travaux de M. Bouasse ont éclairé la question sur bien des points, mais ils ont révélé avec une implacable netteté toute la difficulté que présente, dans l'état actuel de nos connaissances sur l'état solide, l'étude générale du frottement intérieur, particulièrement lorsqu'on a affaire à de grandes déformations.

(2) Le spiral d'une montre est soumis à 432.000 petites déformations successives en un jour. Or il n'est pas rare qu'une montre puisse marcher dix ans sans nécessiter l'intervention de l'horloger régleur. Il faut donc en conclure que les altérations, si elles se sont produites, n'ont pas modifié d'une façon sensible le coefficient d'élasticité du spiral. Le spiral a cependant été soumis à plus d'un milliard et demi de déformations successives alternatives! Il est accommodé, pour nous servir de l'expression consacrée.

même, dans certains cas, devenir secondaire, comme nous le verrons en étudiant l'action de la température.

En résumé, si l'on expérimente sur de petites déformations, *on restreint considérablement la portée des résultats au point de vue d'une théorie générale du frottement intérieur; mais on simplifie grandement la conduite et surtout l'interprétation des expériences.* C'est ce dernier point de vue qui nous a guidé dans les recherches que nous allons brièvement rappeler.

§ 3. — *Variation du frottement intérieur en fonction de la température.*

Il est permis de se demander d'abord si l'intervention des hautes ou des basses températures ne pourrait introduire quelque simplification dans le problème si complexe du frottement intérieur. -

En effet, aux températures élevées, l'agitation thermique devient très importante et la vitesse avec laquelle les équilibres physico-chimiques sont atteints est elle-même très grande. Dans le cas des basses températures, au contraire, l'agitation thermique est faible et la vitesse de réaction est en outre très lente. L'étude de ces deux cas extrêmes ne peut être qu'instructive. Elle comporte un vaste champ de recherches, dont quelques points seulement ont été abordés jusqu'ici.

Désireux de nous affranchir autant que possible de la complication qu'entraînent les déformations permanentes, nous avons résolu de limiter notre ambition et de *n'expérimenter que sur de petites déformations*. Nous évitons ainsi, dans la mesure du possible, les altérations plus ou moins profondes de structure qui résultent de grandes déformations antérieures (¹). Mais cette diminution de l'amplitude des déformations ne doit cependant pas être poussée au point de compromettre la précision des mesures.

En second lieu, nous avons eu la préoccupation constante d'expérimenter toujours sur des *fi ls neufs*, c'est-à-dire n'ayant pas subi de

¹ Nos fi ls d'expérience avaient généralement une longueur de 17 à 39 centimètres et des diamètres compris entre 0^{mm},1 et 0^{mm},8: les déformations angulaires maxima atteignaient à peine 2° à 3°; on pouvait dans ce cas, par une extrapolation offrant quelque garantie d'exactitude, déduire la valeur du décrement logarithmique pour des déformations infiniment petites. Cette réduction n'a pas été faite pour les expériences à haute température, effectuées d'ailleurs sur les fi ls les plus fins.

déformations mécaniques appréciables entre l'époque du recuit et celle de l'expérience.

Les fils métalliques tels qu'ils sortent de la filière, ne peuvent être utilisés directement pour des essais. Le passage à la filière, comme toute déformation permanente, modifie la structure du métal particulièrement dans les couches périphériques. Or la déformation de torsion intéresse, comme on sait, plus particulièrement ces couches. Il est donc essentiel de rendre au métal non pas une structure isotrope, mais plus d'homogénéité dans la structure quasi isotrope.

Pour cela, le seul moyen dont nous disposons paraît être un recuit prolongé à une température élevée; il convient en outre d'éviter l'oxydation en effectuant cette opération dans le vide. C'est ce que nous avons fait.

Dans le but d'assurer l'équilibre initial, nous avons pris la précaution de recuire les fils généralement dans l'appareil (fig. 1 ou 6 et avec la charge qu'ils devaient supporter au cours des expériences.

M. le D^r G. Baume a bien voulu se charger également d'effectuer quelques essais micrométallographiques, qui n'ont révélé, après le recuit, aucune différence de structure entre la partie centrale et la partie périphérique de la section du fil ⁽¹⁾.

Ces précautions sont indispensables dans les essais de ce genre; il n'était pas, je pense, inutile de les rappeler.

A. Les températures élevées (Expériences effectuées en collaboration avec MM. S. Mintz et Ed. Berchten). — L'appareil, représenté fig. 1, est en principe très simple. Le système oscillant comprend le fil d'expérience; un anneau A de moment d'inertie convenable; un miroir M pour l'observation ou l'enregistrement des amplitudes.

Le lancement s'effectue au moyen d'un électro-aimant extérieur agissant sur deux petites goupilles de fer doux placées dans l'anneau même.

Une spirale bifilaire parcourue par un courant électrique est enroulée sur un tube de cuivre dont elle est isolée par une couche d'amiante. Elle permet de créer autour du fil une enceinte dont la température peut dépasser 400°. Deux fils de platine placés symétriquement à gauche et à droite du fil d'expérience permettaient

(1) Ces déterminations ont été effectuées sur un fil de cuivre.

la détermination de la température par une mesure de résistance. Enfin un manchon rempli de kieselguhr NNNN constituait une enveloppe calorifuge, et deux refroidisseurs remplis d'eau R, R empêchaient la chaleur de se communiquer à la partie supérieure et inférieure de l'appareil.

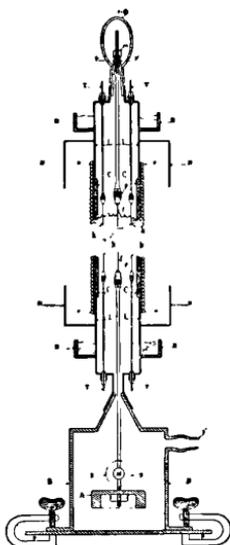


FIG. 1.

Bien que le coefficient de frottement intérieur d'un gaz soit théoriquement indépendant de la pression, il n'en est pas de même de l'amortissement. Cela tient vraisemblablement au brassage produit par le mouvement du miroir. On sait qu'alors la densité du fluide intervient dans l'expression de la résistance au mouvement. Il y a donc intérêt à diminuer autant que possible la pression à l'intérieur de l'appareil. C'est ce que nous avons fait au moyen d'une bonne trompe à eau. On évite ainsi les courants de convection à l'intérieur de l'appareil et les perturbations qu'ils peuvent produire sur le mouvement de l'équipage (¹).

¹ Pour le détail des expériences et des résultats, nous renvoyons le lecteur aux mémoires suivants :

C.-E. GUYE et S. MINTZ, *Arch. des Sc. phys. et nat.*, août et septembre 1908, mai 1910; C.-E. GUYE et V. FREEDERICKSZ, *Ibid.*, janvier, février, mars 1910;

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Août 1912.)

L'allure générale des décrets observés (*fig. 2*) est, comme on le voit, très rapidement croissante avec la température et cela dans des limites tout à fait inattendues.

Pour le platine, le décret a varié de 1 à 7 pour des températures variant de 15° à 393°; pour l'acier, de 1 à 16 (de 19° à 336°); pour l'or, de 1 à 68 (de 19° à 269°, charge du fil 87^{sr},8), de 1 à 64 (de 19° à 324°, charge de 75^{sr},4); pour l'argent, de 1 à 28 (de 15° à 204°); pour le cuivre, de 1 à 173 (de 19° à 308°).

Ajoutons que dans les expériences relatives à un même fil, la durée d'oscillation (inversement proportionnelle à la racine carrée du module d'élasticité) ne variait que peu avec la température.

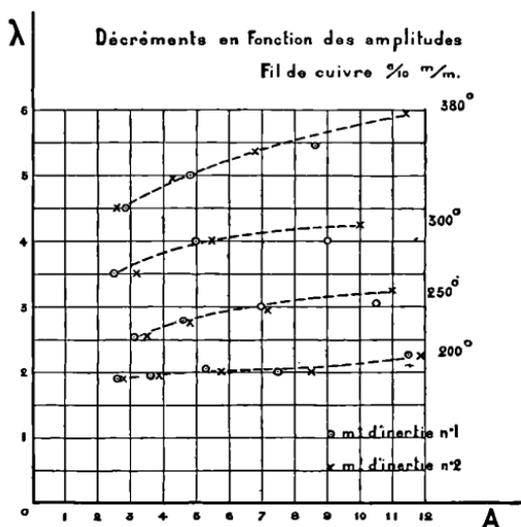


FIG. 4.

La courbe (*fig. 3*) montre l'influence considérable que la charge du fil exerce sur l'amortissement, particulièrement aux températures élevées, alors même que l'on ne perçoit aucun allongement permanent au cathétomètre et que les points figuratifs relatifs aux températures croissantes et décroissantes sont sur une même courbe. Cette expérience montre ce qu'il y aurait de précaire à vouloir établir une loi de la croissance du décret en fonction de la température sans de nombreuses expériences effectuées avec des charges variables, et particulièrement avec des charges aussi réduites que possible.

On ne peut donc pour le moment songer à établir une comparaison des décrets basés sur la notion des états correspondants, bien que l'allure générale des courbes soit la même pour l'or, le platine, l'argent et le cuivre.

Nous ne voulons pas quitter l'étude des températures élevées sans mentionner deux points qui nous paraissent dignes d'intérêt.

Le premier est l'influence de la vitesse de la déformation sur le décrement logarithmique. Les essais dans cette direction n'ont été effectués jusqu'ici que sur deux métaux, l'argent et le cuivre. Dans les deux cas, nous avons constaté, aux températures élevées, un décrement à peu près indépendant de la vitesse avec laquelle le cycle est parcouru. Pour l'argent à 100° (Fredericksz), la durée d'oscillation étant 1^{sec},77, le décrement était 0,00943, et pour 1^{sec},10 il conservait la même valeur, soit 0,00944 ; toutes les autres conditions étant les mêmes. Pour le cuivre (Berchten), les résultats sont représentés par la fig. 4, dans laquelle le signe \bigcirc est relatif à une durée d'oscillation d'environ 1^{sec},6 et le signe \times à une durée d'oscillation de 1 seconde. La variation de la durée d'oscillation était obtenue uniquement par une modification du moment d'inertie (1).

Il importe de remarquer que cette constance du décrement, particulièrement nette pour les petites amplitudes, n'implique pas nécessairement que la force d'amortissement soit indépendante de la vitesse et qu'il en soit de même du cycle (couple, déformation). En d'autres mots, la forme du cycle pourrait dépendre de la vitesse, tandis que sa surface en serait indépendante.

Le second point est la possibilité de déceler, par l'étude de l'amortissement, des points de transformation interne au sein de la matière solide, et cela même pour des températures relativement basses. La fig. 5 nous en montre un exemple. Il s'agit d'un fil d'acier. Nous voyons que le décrement passe par un maximum, puis par un minimum vers 200° ; le phénomène se produisant aussi bien pour les températures croissantes que décroissantes. Ce point de transformation de l'acier a d'ailleurs été déjà signalé par d'autres expérimentateurs (Gray).

D'autre part, M. Robin (2), dans l'étude qu'il a faite sur le son produit par une tige de fer mise en vibrations, a constaté dans le fer et

(1) Cette expérience a été effectuée dans l'appareil fig. 6, la charge supportée par le fil étant nulle.

(2) Voir ce vol., p. 298.

même dans les aciers peu carburés) que le son s'éteint un peu avant 100° pour reparaître vers 150°; il y a donc là une région d'aphonie qui semble correspondre à la région singulière de la courbe (fig. 5).

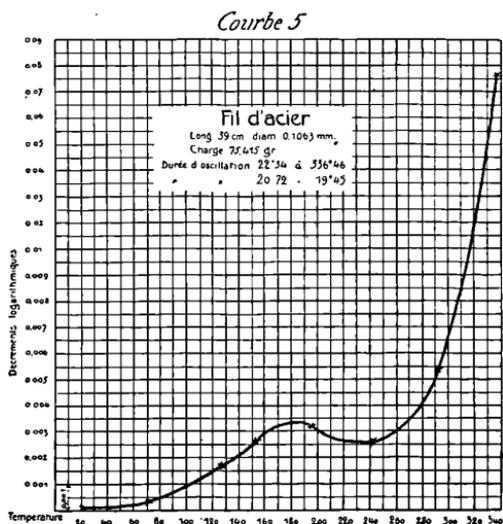


FIG. 5.

Dans le même ordre d'idées, nous mentionnerons l'énorme augmentation d'amortissement constatée dans l'invar à partir de son point de transformation⁽¹⁾. Cette brusque augmentation commence à se produire à une température de 250° environ, dans la région où le module d'élasticité de l'invar passe par son maximum⁽²⁾.

On voit par ces exemples que l'étude de l'amortissement constitue un moyen de plus de révéler, avec une sensibilité souvent très grande, les modifications physico-chimiques internes qui peuvent se produire au sein de la matière solide.

B. Les basses températures (*Expériences effectuées en collaboration avec MM. V. Freedericksz et H. Schapper*). — Les expériences aux températures élevées ayant révélé une augmentation considérable du frottement intérieur, il était naturel de rechercher

· C.-E. GUYE et H. WOELFLE, *Arch. des Sc. phys. et nat.*, juillet et août 1907.

² La température du point de transformation calculée par la formule de M. Ch.-Ed. Guillaume était de 250°,23, la teneur en nickel fournie par l'analyse étant de 36,12 0/0.

si l'action des basses températures aurait un effet inverse et si le frottement intérieur tendrait à disparaître au fur et à mesure que l'on s'approche du zéro absolu.

Dans le but de faciliter le refroidissement des fils, le dispositif expérimental fut modifié (*fig. 6*).

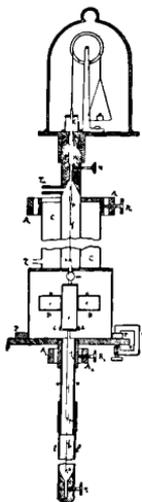


FIG. 6.

L'équipage était supporté par un fil très fin en acier trempé; le frottement intérieur de l'acier trempé est très petit, très régulier et relativement peu influencé par la température; il avait été en outre étudié à diverses charges et diverses durées d'oscillation.

La partie centrale de l'équipage mobile pouvait être remplie par un cylindre de plomb; la partie périphérique, par un anneau de laiton de même poids que le cylindre. On pouvait donc à volonté faire varier le moment d'inertie, c'est-à-dire la durée d'oscillation, sans changer la charge du fil de suspension, ni la forme extérieure de l'équipage.

Les fils d'expérience étaient d'un diamètre un peu plus gros que dans les expériences précédentes, de façon à obtenir plus de sensibilité ⁽¹⁾; la tension des fils pouvait être réglée au moyen d'un dispositif placé à la partie supérieure de l'appareil. Cette tension était re-

(1) 0^{mm},8 au maximum.

duite au minimum nécessaire pour rendre le fil d'expérience rectiligne.

Le fil de suspension était maintenu à température constante par un manchon d'eau; la partie inférieure de l'appareil, contenant le fil d'expérience, plongeait dans une étuve à vapeur d'eau ou dans un récipient à double enveloppe (1), contenant soit de l'eau et de la glace, soit un mélange réfrigérant de neige d'acide carbonique et d'alcool, soit enfin de l'air liquide.

L'enregistrement des amplitudes s'effectuait par la photographie; la *fig. 7* est une réduction au dixième d'une épreuve obtenue avec un fil d'aluminium à la température de 100°; elle représente quatre lancements successifs.



FIG. 7.

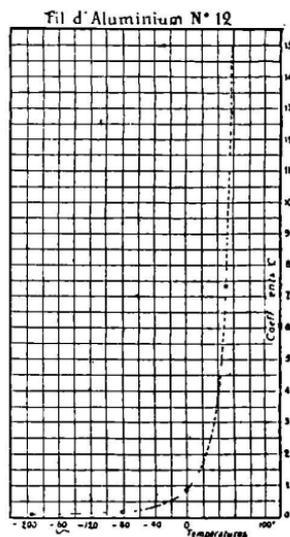


FIG. 8.

Résultats. — Les expériences aux basses températures ont confirmé, au moins d'une façon générale, les résultats obtenus aux températures élevées; c'est-à-dire que le frottement intérieur subit,

1) Il est intéressant de rappeler en passant que les récipients à double enveloppe, qui sont si souvent utilisés dans le maniement des gaz liquéfiés, à la suite des travaux de M. d'Arsonval et de M. Dewar, ont été employés antérieurement déjà par M. Violle, dans des recherches calorimétriques.

aux basses températures, une diminution le plus souvent considérable. Pour l'aluminium (*fig. 8*), dont le point de fusion est relativement bas, nous avons constaté une variation du coefficient d'amortissement de 274 à 1 ⁽¹⁾, lorsqu'on passe de la température de + 100° à celle de - 196°; pour l'argent, entre les mêmes limites de température, de 34 à 1; pour le cuivre, de 6,6 à 1; pour le fer, de 14 à 1; pour le zinc, de 27 à 1 (entre + 50° et - 196° seulement).

En outre, pour tous les métaux que nous venons de mentionner, le frottement intérieur atteint sa valeur la plus faible pour la tempé-

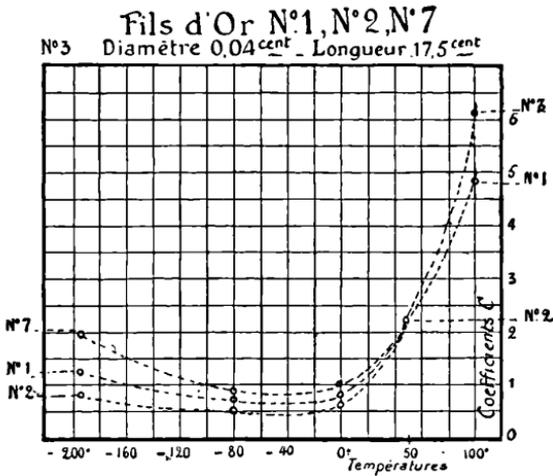


FIG. 9.

rature la plus basse. Il n'en est pas de même pour l'or (*fig. 9*) et le magnésium qui, à - 80° et même 0°, ont montré un amortissement plus faible qu'à - 196°. Le fait est surtout remarquable pour l'or, attendu que ce métal est généralement d'une grande pureté et que les expériences ont été effectuées sur neuf échantillons, qui tous ont révélé le même relèvement de la courbe d'amortissement dans l'air liquide.

S'agit-il d'un relèvement passager de la courbe, comme dans le cas de l'acier (*fig. 5*)? Des expériences à très basse température (hydrogène liquide) pourraient seules nous renseigner sur ce point avec certitude.

(1) Ce coefficient est, comme nous l'avons dit page 628, presque proportionnel au décrement logarithmique.

Peut-être avons-nous là un effet d'hystérèse thermique, provenant du fait qu'entre chaque température étudiée le fil repassait par la température ordinaire? Dans ce cas, un appareil à refroidissement et réchauffement progressif permettrait de trancher la question.

Pour le platine, le palladium et le nickel, les irrégularités constatées aux basses températures ne nous ont pas en général permis de tirer de conclusions précises, attendu que des échantillons, en apparence identiques, ont donné souvent des résultats contraires.

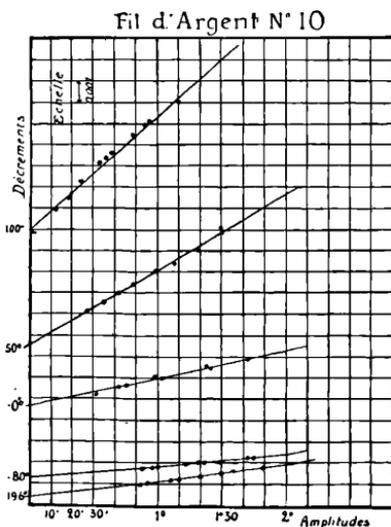


FIG. 10.

Notons enfin que le décrement logarithmique a varié en fonction linéaire de l'amplitude dans toutes nos expériences. La *fig. 10* montre nettement ce fait dans le cas de l'argent. Il semble, à l'inspection de cette figure, que le décrement est d'autant plus influencé par l'amplitude que la température est plus élevée; il ne paraît pas cependant en être toujours ainsi pour tous les métaux.

§ 4. — Hypothèses sur la nature du frottement intérieur des solides.

En résumé, les expériences que nous venons de relater ont montré, dans la plupart des cas, une diminution considérable du frottement intérieur au fur et à mesure que la température s'abaisse.

Il est donc naturel de se demander si le frottement intérieur des solides, du moins pour les très petites déformations, ne serait pas un résultat direct ou indirect de l'agitation thermique et s'il ne disparaîtrait pas avec elle. S'il en était ainsi, l'amortissement des oscillations devenant nul, on pourrait considérer *au zéro absolu* les corps comme *idéalement élastiques* et concevoir le *perpétuel mobile*, comme on peut se le représenter dans les phénomènes de la gravitation universelle.

On est ainsi conduit à admettre qu'au zéro absolu (alors que toute agitation thermique, c'est-à-dire tout mouvement moléculaire non coordonné a cessé) les phénomènes irréversibles qui pourraient en être la conséquence deviennent impossibles. En d'autres mots, à cette température limite, les molécules n'effectuant plus d'oscillations autour de leur position d'équilibre, l'on peut concevoir les forces qui agissent entre elles comme dérivant d'un potentiel et les supposer dans certaines limites indépendantes des variations de température, comme les forces de gravitation.

Cette manière de voir est d'ailleurs conforme aux vues de M. Nernst, qui s'exprime ainsi ⁽¹⁾ :

« Comme les molécules d'un corps solide ne possèdent plus d'énergie cinétique sensible, leurs distances mutuelles changeront peu avec la température; leur potentiel mutuel, et par suite l'énergie libre qu'elles contiennent, resteront invariables, ce qui entraîne les conditions :

$$\left(\frac{dA}{dT}\right)_{T=0} = 0 \quad \text{et} \quad \left(\frac{dU}{dT}\right)_{T=0} = 0.$$

Ces deux conditions jointes à la relation $(A = U)_{T=0}$ constituent le théorème de Nernst ⁽²⁾.

La diminution du frottement intérieur avec la température serait donc envisagée, dans cette manière de voir, comme une conséquence de l'impossibilité de concevoir au zéro absolu un phénomène irréversible, si ce phénomène est le résultat de l'agitation thermique.

Il importe de remarquer à ce propos que les expériences récemment effectuées par M. Kamerlingh Onnes sur la résistance élec-

⁽¹⁾ W. NERNST, *Sur les chaleurs spécifiques aux basses températures et le développement de la thermodynamique* (Bulletin de la Société française de Physiq., année 1910, p. 35).

⁽²⁾ A, énergie libre; U, énergie totale.

trique du mercure à la température de l'hélium liquide sont un exemple frappant de phénomène thermique irréversible (effet Joule) qui tend à disparaître au zéro absolu.

Ces expériences ont en effet montré que la résistance électrique du mercure tombe brusquement et devient négligeable bien avant d'atteindre le zéro absolu. On peut donc supposer avec quelque vraisemblance que la courbe de la résistance électrique se raccorde tangentielllement à l'axe des températures, ce qui correspondrait non seulement à la condition :

$$R = 0 \quad \text{pour} \quad T = 0,$$

mais encore à :

$$\frac{dR}{dT} = 0 \quad \text{pour} \quad T = 0.$$

Dans ces conditions, le dégagement de chaleur par effet Joule devient négligeable, même dans le voisinage du zéro absolu.

Soit Δi le courant *fini* qui traverse la résistance au *voisinage* du zéro absolu ; la quantité de chaleur Δq est donnée par la relation :

$$J \cdot \Delta q = R \cdot \Delta i^2,$$

qui, jointe aux deux conditions précédentes, nous montre qu'à la limite des basses températures, le dégagement de chaleur tend à s'annuler pour une valeur finie du courant.

Le fait que la résistance électrique s'annule en même temps que l'agitation thermique fait présumer que l'une est la conséquence de l'autre.

Si nous cherchons maintenant à pénétrer plus intimement dans le mécanisme du frottement intérieur, nous rencontrons alors de très grandes difficultés, que nous n'avons nullement la prétention de résoudre.

Dans l'impossibilité où nous sommes encore de soumettre les diverses hypothèses à des vérifications numériques, le nombre de ces hypothèses demeure naturellement très grand.

Par motif de clarté, nous les classerons en deux catégories : d'une part, les *théories physiques* du frottement intérieur, et, d'autre part, les *théories physico-chimiques*.

Dans les premières, nous admettrons que l'énergie dissipée sous forme de chaleur a pour cause unique des mouvements de molécules

ou d'électrons autour de leur position d'équilibre ou des mouvements de molécules ou d'électrons libres ; mais nous supposons qu'il ne se produit, sous l'influence des déformations, aucune modification moléculaire allotropique ou polymérisée de nature chimique.

Une théorie de ce genre est forcément incomplète ; elle pourrait à la rigueur convenir pour l'explication du frottement intérieur dans le cas des petites déformations, qui ne paraissent pas laisser après elles de modifications appréciables de la matière solide.

Les théories physico-chimiques sont naturellement plus générales et plus complètes, puisqu'elles embrassent toutes les possibilités d'équilibres physico-chimiques fonction de la température, de la pression ⁽¹⁾ et des états antérieurs. C'est à cette catégorie de théories qu'appartient l'hypothèse émise par M. Guillaume à laquelle nous avons fait allusion.

Arrêtons-nous un instant seulement aux théories physiques, puisque nos expériences sont relatives aux petites déformations, et voyons dans quelle mesure ces théories sont susceptibles d'expliquer partiellement les phénomènes.

Les conceptions introduites par Drude et Einstein sur la constitution des corps solides sont de nature à guider notre imagination dans le choix des hypothèses. Ces conceptions nous font envisager, en effet, dans un corps solide : 1° des *groupes* (molécules ou atomes) *electro-positifs* qui, par leurs mouvements oscillants autour de leur position d'équilibre, donnent naissance à des rayons infra-rouges ; 2° d'autre part, des électrons (*negatifs*) exécutant des oscillations beaucoup plus rapides et donnant lieu à des rayons ultra-violet.

Mais, indépendamment de ces deux catégories de corps en mouvement, il convient d'envisager des *electrons libres* dont la présence est invoquée pour l'explication de la conductibilité thermique ou électrique ; enfin nous devons ajouter des *molécules ou des atomes libres* dont la présence est rendue nécessaire pour expliquer les nombreuses expériences de diffusion et de soudure autogène réalisées à température peu élevée par le regretté professeur Spring, de Liège.

Laquelle de ces catégories de corps en mouvement devons-nous rendre particulièrement responsable du frottement intérieur des

(1) Spring a montré que l'on pouvait produire des combinaisons (alliages par une simple compression.

solides ? Restreignons notre enquête aux mouvements moléculaires.

a) Il est bien évident d'abord qu'une théorie cinétique purement moléculaire et calquée strictement sur la théorie cinétique des gaz est inadmissible. On sait, en effet, qu'une telle théorie suppose toutes les molécules libres; dans ce cas, le coefficient de frottement intérieur devrait croître proportionnellement à la racine carrée de la température absolue (¹). La simple inspection de nos courbes montre suffisamment, dans toutes nos expériences, une croissance incomparablement plus rapide.

b Il serait plus admissible d'attribuer aux seules molécules libres la cause du frottement intérieur. Sans qu'il soit possible actuellement d'établir une relation entre la température et le nombre des molécules libres susceptibles de diffuser, on conçoit cependant que leur nombre doit aller en augmentant très rapidement, lorsque la température s'élève et se rapproche du point de fusion; c'est ce que confirme d'ailleurs la rapidité croissante des phénomènes de diffusion ou de soudure autogène des solides lorsque la température s'élève (Spring).

Que l'on suppose, dans cette manière de voir, deux couches contiguës d'un solide animées de vitesses différentes; il se produira entre ces deux couches un échange de molécules libres, et cet échange aura pour effet un ralentissement de la couche de plus grande vitesse et une accélération de la couche de plus faible vitesse. Comme dans la théorie cinétique des gaz, il résultera de ce fait une force dite de frottement, mais avec cette différence que l'échange n'intéresse qu'un nombre déterminé de molécules et que ce nombre ira très rapidement en grandissant au fur et à mesure que la température s'élèvera.

c Nous pourrions attribuer aussi l'amortissement aux molécules, vraisemblablement les plus nombreuses, qui oscillent autour de leur position d'équilibre. La faible distance qui sépare les molécules dans l'état solide conduit à admettre que les mouvements vibratoires de deux couches contiguës se pénètrent d'autant plus que l'amplitude des oscillations est plus grande, c'est-à-dire que la température est plus élevée. Dans ce cas, il n'est pas possible de déplacer deux

¹ Un coefficient de frottement intérieur défini comme celui des gaz ou des liquides serait, dans le cas de la torsion, approximativement proportionnel au decrement logarithmique; cela résulte de la relation $C = \frac{2K\lambda}{\tau}$ (voir remarque page 628).

couches contiguës l'une par rapport à l'autre, sans que la couche de plus grande vitesse ne communique une partie de son énergie de translation à la couche de plus faible vitesse et cela par l'intermédiaire du mouvement oscillatoire non coordonné.

On conçoit alors que l'indépendance mutuelle des couches au point de vue de l'agitation thermique augmente au fur et à mesure que la température baisse, c'est-à-dire que l'amplitude des oscillations diminue. L'abaissement de température produit de la sorte la diminution constatée de l'amortissement.

Les conceptions qui précèdent attribuent à l'agitation thermique la cause unique du frottement intérieur; elles peuvent séduire par leur simplicité en rendant compte, au moins d'une façon générale, des variations considérables qu'éprouve le frottement intérieur avec la température; elles permettent également de concevoir au zéro absolu la disparition simultanée du frottement intérieur et de l'agitation thermique. Il ne faudrait pas s'imaginer cependant qu'elles lèvent toutes les objections; il est même à présumer qu'elles n'expliqueront jamais qu'une partie du phénomène.

En particulier, il semble que dans ces théories qui, de près ou de loin, découlent de la théorie cinétique des gaz, la force de frottement intérieur devrait être proportionnelle ou du moins fonction de la vitesse de la déformation. Or, dans beaucoup de cas, il ne semble pas qu'il en soit ainsi⁽¹⁾.

Sans cependant abandonner les conceptions physiques moléculaires, voyons si nous pouvons les compléter et concevoir l'existence de déformations passagères ou permanentes au sein de la matière solide.

Les considérations que nous allons invoquer sont empruntées, d'une part, au magnétisme envisagé comme un phénomène d'orientation moléculaire et, d'autre part, à l'hystérésis magnétique, qui est la

(1) En particulier, les expériences de la fig. 4 ne peuvent être représentées par une équation de la forme :

$$K \frac{d^2\alpha}{dt^2} + c \frac{d\alpha}{dt} + W\alpha = 0,$$

où le terme d'amortissement est proportionnel à la vitesse, tandis qu'une équation de la forme :

$$K \frac{d^2\alpha}{dt^2} + f(\alpha) + W\alpha = 0,$$

dans laquelle le terme d'amortissement n'est fonction que de la déformation, pourrait avec quelque vraisemblance lui être substituée.

manifestation irréversible corrélative de ces phénomènes d'orientation.

Nous avons d'ailleurs la ferme conviction que l'hystérésis magnétique, particulièrement si on étudie ses variations avec la température, c'est-à-dire en fonction de l'agitation thermique, est de nature à nous guider dans le choix des conceptions susceptibles d'expliquer l'amortissement intérieur des solides.

Nous retrouvons, en effet, dans les deux catégories de phénomènes, des analogies souvent frappantes.

C'est d'abord une consommation d'énergie, très souvent indépendante de la vitesse avec laquelle le cycle mécanique ou magnétique est parcouru. En second lieu, lorsqu'on soumet à un cycle thermique un barreau de fer placé dans un champ magnétique, on ne constate pas, dans les diverses valeurs de l'induction magnétique, de phénomènes d'hystérésis si le cycle ne comprend pas la température critique (Ewing). De même nous n'avons pas trouvé, pour des valeurs croissantes ou décroissantes de la température, de différences dans l'amortissement intérieur.

Ajoutons enfin que, si la consommation d'énergie dans les cycles d'aimantation est un phénomène scalaire, le magnétisme en général est un phénomène vectoriel; il nous permet donc de pénétrer plus intimement dans le mécanisme des mouvements moléculaires à l'intérieur de la matière solide que nous ne pouvons le faire par la seule étude de l'amortissement des oscillations élastiques.

Les renseignements que nous fournit le magnétisme sur la constitution de la matière solide sont donc parmi les plus précieux que nous puissions recueillir; et la question est d'autant plus importante que le magnétisme a, comme on sait, une influence nettement établie sur le frottement intérieur des fils de fer (Bouasse). On peut donc en conclure que non seulement les phénomènes d'agitation moléculaire, mais les phénomènes d'orientation moléculaire, qui caractérisent essentiellement le magnétisme, doivent être pris en considération dans l'explication du frottement intérieur.

Voici en terminant une expérience qui fera peut-être mieux comprendre notre pensée sur le rôle que peuvent jouer les phénomènes d'orientation.

Nous avons (fig. 11) un ensemble de petites boussoles. Ces boussoles peuvent, d'une façon générale, représenter des molécules, des atomes, ou même des électrons décrivant leurs trajectoires orbitales

perpendiculairement à l'axe magnétique de chacune de ces petites aiguilles.

Notre premier soin est de soustraire cet ensemble de petits aimants à l'action du champ magnétique terrestre. A cet effet, nous le plaçons à l'intérieur d'une boussole de Helmholtz dont le courant annule très exactement le champ terrestre.

Comme le montre la *fig. 11*, ces petites aiguilles ne sont plus soumises qu'à leurs actions réciproques ; elles forment alors, sous l'in-

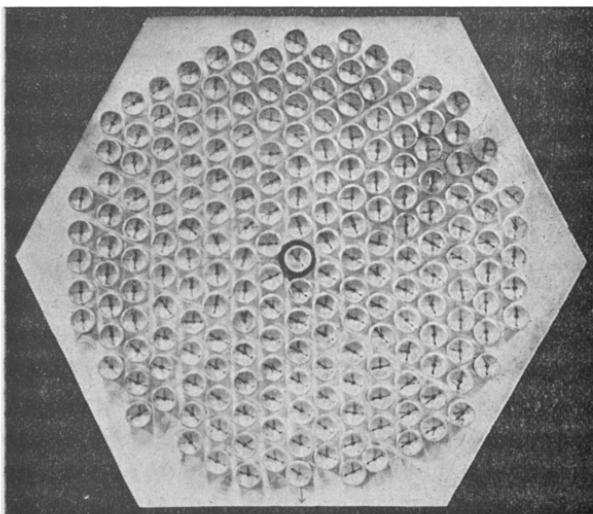


FIG. 11.

fluence de ces actions mutuelles, des chaînes fermées ou des chaînes ouvertes orientées dans toutes les directions possibles.

Lorsque le système comprend un nombre suffisant d'aiguilles, il présente une structure pseudo-isotrope, et l'on conçoit que l'action de ce système sur un point extérieur soit nulle, tant qu'un champ magnétique ou une action extérieure n'intervient pas pour rompre cette pseudo-symétrie ; il importe également de remarquer que les petites aiguilles placées à la périphérie ont toujours une tendance à se diriger tangentiuellement au contour extérieur, ce qui correspond précisément au cas où l'action du système est nulle sur un point extérieur (corps non magnétiques). Mais, à l'intérieur du solide, nous pourrions obtenir un nombre presque illimité de ces figures d'équilibre, à

la condition d'avoir un nombre de boussoles suffisamment grand. Il suffit pour s'en convaincre de promener pendant quelques instants un barreau aimanté au-dessus de l'appareil pour transformer la première figure d'équilibre en une autre figure plus ou moins stable.

Nous pourrions supposer maintenant que, chaque fois que nous soumettrons un corps solide à une déformation mécanique quelconque, il tend à se former de nouvelles figures (de nouvelles chaînes ouvertes ou fermées) en corrélation plus ou moins directe avec la nature ou l'amplitude de la déformation.

C'est donc sous cette forme que l'histoire mécanique du solide pourrait s'inscrire à l'intérieur de la matière sans que l'apparence extérieure nous révélât ces modifications et sans faire intervenir d'actions chimiques proprement dites. Les propriétés du solide, et particulièrement le frottement intérieur, peuvent ainsi dépendre non seulement des variables indépendantes ordinaires, pression, température, etc., mais des variables cachées, c'est-à-dire des figures d'équilibre plus ou moins stable, lesquelles résultent dans une certaine mesure de toute l'histoire mécanique de l'échantillon.

Dans l'appareil de démonstration que nous avons sous les yeux, les figures d'équilibre une fois formées subsistent tant qu'une cause extérieure ne vient pas en modifier la distribution. Dans les solides réels, nous avons une cause constante de modification des figures d'équilibre; c'est l'agitation thermique.

Sous l'influence de l'agitation moléculaire, on peut donc admettre que les figures les moins stables auront toujours une tendance à se transformer en figures de plus grande stabilité, et cela avec diminution d'énergie potentielle.

Aux températures basses et moyennes, ces modifications seront naturellement très lentes. Aux températures élevées, au contraire, elles se produiront très rapidement, et l'on peut admettre qu'il tendra à se former toujours sinon la figure de plus grande stabilité, du moins une figure très stable.

C'est le résultat que l'on obtiendrait par un recuit prolongé à température élevée. De plus, la rapidité avec laquelle ces équilibres se forment expliquerait pourquoi, aux températures élevées, nous avons obtenu pratiquement le même amortissement, que les températures soient croissantes ou décroissantes, l'état initial étant alors le même pour une même température. On s'expliquerait de même, par la rapidité avec laquelle un équilibre se substitue à un autre, l'amortisse-

ment ou la consommation d'énergie à peu près indépendante de la vitesse avec laquelle le cycle de déformation est parcouru (1).

L'appareil que nous avons sous les yeux va nous permettre de montrer comment, d'une façon générale, *les figures d'équilibre, en se transformant les unes dans les autres, peuvent donner lieu à un amortissement dans le cas des oscillations de torsion.*

A cet effet, le système *fig. 11* est suspendu à un fil de torsion très fin en acier trempé, le champ magnétique extérieur étant annulé. Si nous le faisons osciller, l'amortissement observé n'est dû qu'à la résistance de l'air et au très petit frottement intérieur du fil de suspension ; nous remarquons d'ailleurs que toutes les aiguilles demeurent immobiles et conservent leurs positions relatives dans le mouvement général.

Mais plaçons maintenant sous ce disque mobile et à proximité immédiate un second disque identique, chargé de petites boussoles ; ces deux disques représenteront deux tranches contiguës de molécules qui ne seront soumises qu'à leurs actions mutuelles.

Recommençons l'expérience, en écartant le disque mobile de sa position d'équilibre par une torsion initiale et en l'abandonnant ensuite à lui-même. Dans le mouvement relatif des deux disques, les figures d'équilibre vont se transformer ; les aiguilles seront déplacées momentanément de leurs positions d'équilibre ou en prendront de nouvelles, et le passage d'une figure à l'autre s'effectuera, comme on le voit, par une série d'oscillations qui absorbent et rayonnent de l'énergie.

L'amortissement, qui était faible dans la première expérience, est maintenant devenu considérable.

C'est évidemment là une image bien grossière, mais que nous avons cru cependant devoir mettre sous vos yeux, car elle illustre un mode spécial d'amortissement et laisse entrevoir comment les phénomènes d'orientation moléculaire peuvent être invoqués comme une cause de dissipation d'énergie dans le cas du frottement intérieur des solides.

Me voilà arrivé au terme de cet exposé. Peut-être ai-je fait par moments une place un peu grande aux idées directrices, en somme assez simples, qui nous ont guidé dans nos travaux de laboratoire.

(1) Des considérations de ce genre s'appliqueraient naturellement aussi au cas des équilibres physico-chimiques.

Si je m'y suis laissé entraîner, c'est d'abord que le problème encore non résolu du frottement intérieur s'y prête particulièrement; en second lieu, il nous a semblé qu'il y avait là un côté intéressant du travail scientifique dont font généralement abstraction les mémoires dans la forme classique.

Les belles réunions de la Société française de Physique offrent aux conférenciers qu'elle appelle à parler devant elle l'occasion de présenter leurs recherches dans la forme la plus simple, qui caractérise réellement leur genèse et leur développement.

J'ai tenté de le faire de mon mieux en ce qui concerne les travaux poursuivis depuis cinq années dans mon laboratoire, sans me dissimuler qu'ils ne sont qu'une bien faible contribution dans l'un des domaines les plus vastes, les plus complexes et les plus délicats de la physique moléculaire.

MESURE DES LONGUEURS D'ONDE EN TÉLÉGRAPHIE SANS FIL (1) ;

Par M. R. JOUAUST.

Dans les recherches entreprises au Laboratoire central d'électricité pour la mesure des longueurs d'onde d'oscillations électriques, telles que celles qu'on utilise en télégraphie sans fil, j'ai été amené à utiliser un procédé qui, à ma connaissance, n'avait pas été employé jusqu'ici.

Presque tous les appareils pour la mesure des longueurs d'onde, les ondemètres, sont basés sur le principe suivant indiqué en 1892 par M. P. Janet (2). Un circuit comportant une bobine de self-induction, un indicateur de courant et un condensateur de capacité variable sont placés à proximité du circuit où se produisent les oscillations électriques dont on veut mesurer la fréquence.

On fait varier la capacité du condensateur de capacité variable jusqu'à ce que le courant dans ce circuit secondaire passe par un maximum.

A ce moment, la période propre de l'ondemètre est égale à celle des oscillations électriques parcourant le circuit exciteur.

¹ Communication faite à la Société française de Physique, séance du 21 juin 1912.

² P. JANET, *J. de Phys.*, 3^e série, t. I, p. 375 ; 1892.

La démonstration de ce fait est très simple, lorsqu'on suppose que ces oscillations électriques ne sont pas amorties.

Désignons par M le coefficient d'induction mutuelle des deux circuits, par ω la pulsation du courant alternatif dont on veut mesurer la période, par I_1 l'intensité efficace de ce courant dans le circuit primaire, par I_2 l'intensité efficace dans le circuit de l'ondemètre de résistance R , de self-induction L , de capacité C . On a :

$$I_2 = \frac{M\omega I_1}{\sqrt{R^2 + \left(L - \frac{1}{C\omega^2}\right)^2 \omega^2}},$$

expression qui est maximum lorsque

$$LC\omega^2 = 1,$$

et, dans ces conditions, la période T du courant et sa longueur d'onde λ (exprimée en mètres) sont données par les relations :

$$T = 2\pi \sqrt{LC}, \quad \lambda = 3 \times 10^8 T.$$

Mais, dans la pratique, on se trouve toujours en présence d'oscillations amorties. La théorie de l'ondemètre à oscillations amorties a été donnée par Bjerknes ⁽¹⁾.

La formule à laquelle il arrive pour l'intensité efficace du courant circulant dans l'ondemètre (on entend par intensité efficace la grandeur au carré de laquelle est proportionnelle l'indication de l'ampèremètre thermique intercalé dans l'ondemètre) est :

$$I_2^2 = \frac{E^2}{16L^2} \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\alpha_1 \alpha_2} \frac{1}{(\omega_1 - \omega_2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2)},$$

E étant l'amplitude initiale de la force électromotrice induite dans le secondaire, α_1 et α_2 les amortissements du circuit primaire et de l'ondemètre, ω la pulsation du circuit primaire, ω_2 la pulsation du circuit secondaire qui varie quand on fait varier la capacité de l'ondemètre.

Cette relation n'est du reste vraie que lorsque ω_1 est voisin de ω_2 et lorsqu'on peut négliger α_1^2 devant ω_1^2 et α_2^2 devant ω_2^2 .

Ces conditions sont du reste toujours remplies dans la pratique de la télégraphie sans fil.

(1) *Wiedemann's Annalen*, t. LV, p. 420.

La formule précédente nous montre que l'intensité efficace du circuit secondaire passe par un maximum lorsque $\omega_1 = \omega_2$. Or la pulsation propre du circuit de l'ondemètre est donnée par la relation bien connue :

$$\omega^2 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}.$$

$\frac{R}{2L}$ n'est autre que l'amortissement α_2 .

Dire que α_2^2 est négligeable devant ω_2^2 , cela revient à dire qu'on peut écrire :

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{1}{LC}},$$

c'est-à-dire que la période du circuit secondaire peut être calculée par la formule de Thomson et qu'on retombe, pour la détermination de la longueur d'onde, sur les formules établies plus haut pour les cas d'oscillations non amorties.

Le procédé le plus simple pour l'étalonnement d'un ondemètre semble donc consister, d'une part, dans la mesure de la self-induction et, d'autre part, dans la mesure de la capacité des diverses valeurs que peut prendre le condensateur variable. Ce mode opératoire, qui du reste a été très souvent employé⁽¹⁾, présente certaines difficultés relatives à la mesure de la capacité. Toutes ces mesures ne peuvent se faire qu'à des fréquences relativement basses, et le pouvoir inducteur spécifique des divers corps varie notablement avec la fréquence.

On est amené à n'utiliser que des condensateurs à air, dont les armatures doivent être assez écartées pour éviter la production d'effluves.

Il importe, d'autre part, de ne pas opérer avec des capacités trop faibles pour éviter l'influence perturbatrice de la capacité propre du circuit. On est ainsi amené à des appareils encombrants et dont la capacité peut ne pas être indépendante de la position des objets voisins. Pour éviter cette difficulté, on a cherché à utiliser des condensateurs à diélectriques liquides.

Pour certains corps, comme l'huile de vaseline, l'huile de paraffine, le pouvoir inducteur spécifique et l'indice de réfraction pour les

¹⁾ DIESSELHORST, *Jahrbuch der drahtlose Telegraphie*, 1908, p. 262 ; A. CAMPBELL, *The National Physical Laboratory collected researches*, 1910, p. 67.

radiations visibles sont très sensiblement reliés entre eux par la relation de Maxwell.

On est conduit à admettre que la capacité des condensateurs dont ces corps constituent les diélectriques reste sensiblement la même pour des fréquences de l'ordre de 1.000, fréquences utilisées dans les mesures de capacité, et pour les fréquences de l'onde de 100.000 à 1.000.000 utilisées en télégraphie sans fil. Les travaux de Dies-selhorst semblent favorables à cette manière de voir.

J'ai néanmoins cherché à m'affranchir de cette difficulté de mesure de la capacité par le dispositif suivant.

Considérons un circuit d'ondemètre ordinaire. Soit U la différence de potentiel aux bornes du condensateur, I l'intensité du courant circulant dans le système, nous avons :

$$U = \frac{I}{C\omega}$$

Si la résonance est réalisée, on a :

$$LC\omega^2 = 1,$$

donc :

$$\omega = \frac{U}{LI}$$

Pour employer cette méthode, il suffit de placer aux bornes du condensateur de capacité variable un électromètre dont la capacité, du reste, vient s'ajouter à celle du condensateur et d'intercaler dans le circuit un ampèremètre thermique à un seul fil dont les indications sont indépendantes de la fréquence.

La seule mesure à faire à basse fréquence est celle du coefficient de self-induction de la bobine de l'ondemètre.

Les équations établies par Bjerknès montrent que la relation établie ci-dessus pour le cas d'oscillations non amorties reste encore vraie pour le cas d'oscillations amorties. On a en effet, en supposant la résonance établie :

$$I^2 = \frac{E^2}{16L^2} \frac{1}{\alpha_1\alpha_2(\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad U^2 = \frac{E^2}{16} \frac{\omega_1^2}{\alpha_1\alpha_2(\alpha_1 + \alpha_2)},$$

d'où encore :

$$\frac{U}{I} = L\omega_1.$$

Description des expériences. — La bobine de self-induction utilisée se composait de deux cadres en bois de 33 centimètres de côté maintenus à 45 centimètres l'un de l'autre par des montants en bois, de façon à figurer un prisme à base carrée. Dans les montants étaient assujettis à queue d'aronde des demi-cylindres d'ébonite portant des rainures dans lesquelles passait le fil. La bobine comportait ainsi 33 spires distantes entre elles de 1 centimètre.

Ce pas d'enroulement assez considérable avait pour effet de rendre négligeable la capacité propre de la bobine.

Deux bras de 1 mètre de long portaient les conducteurs d'entrée et de sortie, de façon que les bornes fussent à environ 1 mètre de la bobine elle-même. Ceci avait pour but d'éviter que, soit pendant sa mesure, soit pendant son utilisation, la bobine ne réagit par induction mutuelle sur les autres appareils.

Le fil utilisé était un cordonnet composé de sept fils $\frac{2}{10}$ isolés à la soie et toronnés entre eux.

Le coefficient de self-induction des bobines construites avec du fil de cette espèce est sensiblement indépendant de la fréquence.

La forme de cette bobine ne se prêtait pas au calcul de son coefficient de self-induction en fonction de ses dimensions. Aussi ce coefficient a-t-il été déterminé par comparaison avec un étalon de self-induction spécialement construit à cet effet.

Cet étalon consistait en un solénoïde à une seule couche constitué par l'enroulement sur un cylindre de marbre d'environ 6 centimètres de diamètre et 25 centimètres de long de 146 spires de fil émaillé. L'avantage de l'émail est d'être un isolant ayant une très faible épaisseur : 0^{mm},2. Les dimensions de ce solénoïde ont été choisies de façon à ce que la valeur de la self-induction de l'étalon fût très voisine de la bobine étudiée.

D'après Lorenz, la valeur du coefficient de self-induction d'un semblable solénoïde est donnée par la formule :

$$L = \frac{32}{3} \frac{\pi^2 n^2 a^3}{b^2} \left(\frac{2K^2 - 1}{K^2} E + \frac{1 - K^2}{K^2} F - 1 \right),$$

a et b étant le rayon et la longueur du cylindre, n le nombre de spires, F et E les intégrales elliptiques complètes de module :

$$K^2 = \frac{4a^2}{4a^2 + b^2}.$$

On peut du reste évaluer facilement cette expression sans avoir recours aux tables de Legendre.

Nagaoka⁽¹⁾ a montré qu'elle pouvait se mettre sous la forme :

$$L = 4\pi n_1^2 S \cdot C \cdot \alpha,$$

n_1 étant le nombre de spires par centimètre, S la section droite du cylindre, α un coefficient qui ne dépend que de $\frac{2a}{b}$ et pour lequel Nagaoka a publié des tables.

Ces expressions ne se rapportent qu'au cas du solénoïde théorique et non au cas d'un fil enroulé sur un cylindre.

D'après Rosa⁽²⁾, le véritable coefficient L_1 se déduit du coefficient L calculé en prenant pour rayon du solénoïde le rayon du cylindre augmenté de celui du fil par la relation :

$$L_1 = L - 4\pi n(A + B);$$

n , nombre total de spires; A et B , deux coefficients pour lesquels Rosa a publié des tables et qui dépendent, le premier, du rapport du diamètre du fil au pas d'enroulement, le second du nombre de spires.

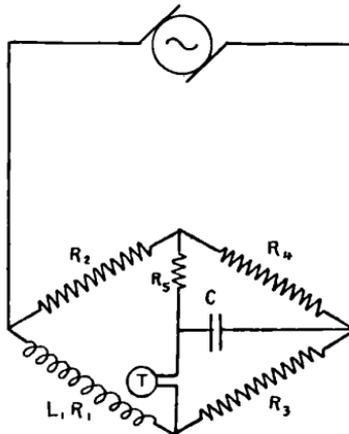


FIG. 1.

La comparaison de la bobine et de l'étalon se faisait par substitution dans le montage connu sous le nom de pont d'Anderson *fig. 1*.

⁽¹⁾ NAGAOKA, *Journal of the College of Sciences Imperial University of Tokio*, mai 1909.

⁽²⁾ ROSA, *Bulletin du Bureau of Standards*, t. II, p. 161.

Pour obtenir le silence au monotéléphone d'Abraham servant d'appareil de zéro dans ce réseau alimenté par du courant alternatif à la fréquence 600, il faut réaliser les deux relations :

$$\frac{R_1}{R_3} = \frac{R_2}{R_4},$$

$$\frac{L}{C} = R_3 \left(R_2 + R_3 \frac{R_2 + R_4}{R_3} \right).$$

La deuxième égalité permet de calculer L en fonction de la capacité C .

Mais ce mode d'évaluation d'une self-induction en fonction d'une capacité serait illusoire dans le cas actuel où la self-induction à mesurer est de l'ordre de 4×10^{-4} henry, car les formules établies ci-dessus supposent que les résistances R_2, R_3, R_4, R_5 sont dépourvues de self-induction, ce qui n'est jamais le cas, et les erreurs de ce chef, négligeables quand on mesure des coefficients de self-induction élevés, ne le sont plus lorsqu'il s'agit de valeurs faibles. La théorie complète du pont d'Anderson (1) montre que, si on fait en sorte que les quatre bras aient même résistance, la self-induction de la résistance R_3 intervient seule et qu'en désignant par φ le décalage introduit par cette self-induction entre la différence de potentiel aux bornes et le courant, on a :

$$L = CR_3(2R_5 + R_2) + \frac{R_1\varphi}{\omega}.$$

Substituons l'étalon à la résistance à mesurer :

$$L' = CR_3(2R_5' + R_2) + \frac{R_1\varphi}{\omega},$$

d'où

$$L - L' = CR_3(R_5 - R_5'),$$

relation qui permet d'évaluer L en fonction de la valeur L' de l'étalon. Remarquons que, si les deux self-inductions à comparer sont voisines, cette différence est faible et, par suite, l'exactitude de la valeur C du condensateur utilisé intervient peu.

C'était un point auquel il importait de faire attention, car, étant donné que le courant utilisé dans la mesure avait une fréquence de

(1) OHRlich, *Kapazität und Inductivität*, p. 261.

600, il eût pu se faire que le condensateur à lame de mica employé n'eût plus exactement sa valeur nominale vérifiée par des mesures balistiques.

Comme condensateur à capacité variable, on a utilisé dans l'ondemètre des condensateurs rotatifs ayant pour diélectrique du pétrole. Pour éviter les pertes, ce pétrole avait été mis pendant un certain temps en présence de sodium.

Les électromètres utilisés étaient des appareils de lord Kelvin construits par James White. Suivant les cas, on a utilisé les types de 150, 200 et 500 volts.

Pour éviter la production d'effluves dans ces appareils, il importe de n'opérer qu'avec des oscillations peu amorties. L'ampèremètre était un thermique de 150 milliampères.

Pour les longueurs d'onde inférieures à 400 mètres, il est devenu nécessaire de changer la bobine de self-induction et de la remplacer par une bobine de self-induction plus faible pour pouvoir réaliser la résonance. Comme seconde bobine, j'ai utilisé un tube de cuivre enroulé en spirale et servant d'oudin dans d'autres expériences. La self-induction de cette nouvelle bobine a été mesurée directement en haute fréquence en fonction de la bobine primitivement réalisée par le procédé suivant.

Le circuit oscillant était réglé pour une longueur d'onde de 550 mètres, et on mesurait la fréquence de ces oscillations avec le premier appareil, puis on substituait la nouvelle bobine et l'on évaluait de nouveau le rapport $\frac{U}{I}$. La relation :

$$\frac{U}{I} = L\omega,$$

dans laquelle ω était connu cette fois, donnait L.

Résultats d'expérience. — Le dispositif a servi à étalonner un excellent ondemètre de Dönitz, déjà étalonné en Allemagne par le procédé de la mesure séparée de la self-induction et de la capacité. Le tableau ci-contre montre les résultats obtenus.

Longueurs d'onde en mètres.

Appareil Dönitz	Appareil L. C. E.	Dönitz — L. C. E.
		L. C. E.
1 115	1 100	1,5 0/0
960	946	1,5
910	890	2,2
810	790	2,5
655	655	0
567	562	0,9
430	432	— 0,4
330	333	— 0,9
275	272	1,1
240	241	— 0,4

J'ai également étalonné par ce procédé un ondemètre Gaiffe avec condensateur glissant appartenant à l'établissement central de télégraphie militaire.

Tous les appareils appartenant à cet établissement ont été gradués par comparaison avec un premier appareil étalonné en 1903 par le commandant Ferrié, en se basant sur le principe qu'une antenne rectiligne vibre en quart d'onde.

L'appareil que nous avons eu entre les mains retardait de 4 0/0 pour les longueurs de 900 mètres et 2 0/0 pour les longueurs d'onde de 400 mètres.

Or on sait⁽¹⁾ que la vitesse des oscillations électriques n'étant pas la même dans les fils et dans l'éther, le procédé de l'antenne rectiligne doit conduire à des longueurs d'onde un peu faibles. Néanmoins, étant données les conditions dans lesquelles s'était placé le commandant Ferrié, l'erreur n'aurait pas dû dépasser 1 0/0.

Des erreurs d'expérience dans des recherches aussi délicates peuvent très bien suffire pour expliquer cette divergence entre la théorie et la pratique.

Il conviendrait peut-être néanmoins de rapprocher ces résultats de ceux obtenus récemment par Gutton⁽²⁾ dans ses recherches sur la vitesse de propagation des oscillations électriques dans les fils.

J'ai également pu comparer les indications de mon dispositif avec celles d'un appareil récemment réalisé par le commandant Ferrié⁽³⁾ et dont je rappellerai brièvement le principe.

J. THOMSON, *Recent researches of electricity and magnetism*, p. 268.

- GUTTON, voir ce vol., p. 41.

FERRIÉ, *Comptes Rendus*, 17 février 1911, p. 515.

Deux circuits ayant la forme de rectangles sont placés dans des plans rectangulaires de façon à ne pas réagir l'un sur l'autre. L'un d'eux, de grandes dimensions, de façon à avoir un assez grand coefficient de self-induction, est en fil de cuivre, par conséquent de faible résistance ohmique; l'autre, de dimensions moindres, est en fil de maillechort et a une résistance relativement élevée et une self-induction assez faible.

Dans ces conditions, si on applique une même différence de potentiel alternative aux bornes des deux cadres et si on relève sur des ampèremètres thermiques à un seul fil l'intensité efficace du courant qui circule dans chaque cadre, on a :

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + L^2\omega^2}}, \quad I' = \frac{U}{\sqrt{R'^2 + L'^2\omega^2}},$$

d'où :

$$\omega = \frac{R'^2 I'^2 - R^2 I^2}{L'^2 I'^2 - L^2 I^2},$$

R et L, R' et L' étant la résistance et la self-induction de chacun des cadres.

Les cadres étant construits avec des fils très fins ($0^{\text{cm}},06$, l'effet Kelvin dans ces fils est négligeable, et leur résistance peut être mesurée par les procédés habituels.

Quant à la self-induction de ces cadres, elle se déduit de leurs dimensions géométriques par la formule (1) :

$$L = 4 \left[a \log \operatorname{nep} \frac{2ab}{\rho(a + \sqrt{a^2 + b^2})} + b \log \operatorname{nep} \frac{2ab}{\rho(b + \sqrt{a^2 + b^2})} + 2(\sqrt{a^2 + b^2} - a - b) \right];$$

ρ , diamètre du fil; a et b , côtés du cadre.

Il importe de remarquer que cette formule ne s'applique qu'à une répartition superficielle des courants; mais, quand il s'agit, comme dans le cas actuel, de fils très fins, l'erreur est négligeable.

De plus il importe de remarquer que la formule établie plus haut ne se rapporte qu'au cas d'un courant alternatif non amorti, alors que l'appareil doit être utilisé avec des oscillations amorties.

En réalité, en désignant par n le nombre de trains d'ondes par seconde, on applique n fois par seconde aux bornes de chaque cadre une différence de potentiel de la forme :

$$e^{-\alpha t} E_0 \cos \omega t.$$

(1) MASCART et JOUBERT, t. I, p. 630.

L'application de cette différence de potentiel provoque dans le cadre le passage d'un courant :

avec
$$e^{-\alpha t} I_0 \cos(\omega t - \varphi),$$

et
$$I_0 = \frac{E_0}{\sqrt{(R - L\alpha)^2 + L^2\omega^2}}$$

$$\text{tang } \varphi = \frac{L\omega}{(R - L\alpha)}.$$

D'autre part, ce qu'on évalue au moyen des ampèremètres intercalés dans les cadres, c'est l'expression :

$$n \int_0^{\infty} i^2 dt,$$

i étant la valeur instantanée du courant. Mais cette expression i , comme on le démontre dans tous les ouvrages à courant alternatif, se compose du terme :

$$e^{-\alpha t} I_0 \cos(\omega t - \varphi),$$

qui correspond à la vibration forcée et d'un terme exponentiel qui correspond à la vibration propre dans le cas d'un circuit oscillant.

Autrement dit, chaque application de la différence de potentiel $e^{-\alpha t} E_0 \sin \omega t$ donne naissance à un courant :

$$i = Ce^{-\frac{R}{L}t} + I_0 e^{-\alpha t} \cos(\omega t - \varphi),$$

C étant une constante qui se détermine par la condition qu'au temps $t = 0$ le courant i soit nul.

L'intensité efficace évaluée par l'ampèremètre intercalé dans le cadre est donc :

$$n \int_0^{\infty} C^2 e^{-\frac{2R}{L}t} dt + 2n \int_0^{\infty} C e^{-\left(\alpha + \frac{R}{L}\right)t} e \cos(\omega t - \varphi) dt + n \int_0^{\infty} I_0^2 e^{-2\alpha t} \cos^2(\omega t - \varphi) dt.$$

Si l'angle φ est voisin de $\frac{\pi}{2}$, C est nul.

La somme de ces trois intégrales se réduit à :

$$\frac{n I_0'^2}{4\alpha}.$$

Dans ce cas,

$$Ief = \sqrt{\frac{n}{4\alpha}} \frac{E_0}{\sqrt{(R - L\alpha)^2 + L^2\omega^2}},$$

et lorsque $L\alpha$ est négligeable devant R :

$$Ief = \sqrt{\frac{n}{4\alpha}} \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + L^2\omega^2}},$$

on a bien encore :

$$\omega = \frac{R'^2 I'^2 - R^2 I^2}{L^2 I^2 - L' I'^2}.$$

La justification de ces approximations est basée sur les valeurs respectives de α , de R' , de L' et de φ . Mais on ne peut les discuter en se servant des données mêmes du cadre.

Jusqu'ici nous avons raisonné comme si on appliquait une différence de potentiel aux bornes communes des deux cadres et, en réalité, ces deux bornes sont réunies au secondaire d'un Tesla dont les constantes (la self-induction en particulier) interviennent dans tout ce qui concerne la période variable. Ainsi, non seulement les constantes de l'appareil, mais les conditions de son excitation influent sur son exactitude, et l'expérience seule, dans chaque cas, permet de se renseigner sur sa précision.

L'appareil était placé dans une pièce voisine de celle contenant le circuit oscillant excitateur.

Un conducteur torsadé réunissait les bornes communes des deux cadres à quelques spires en couplage lâche avec le circuit excitateur.

Les expériences ont été faites avec des amortissements variables. Il importait en effet de se rendre compte de l'influence de l'amortissement sur l'exactitude. Les résultats ont concordé à moins de 10 0.

Dans ces conditions, j'ai obtenu :

<i>Longueurs d'onde en mètres.</i>		
Appareils		
Ferrié	L. C. E.	Donitz
1 086	1 400	1 435

Cette concordance entre trois appareils basés sur des principes différents montre avec quelle précision peut se faire aujourd'hui la mesure des longueurs d'onde.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. CLIV, n° 25 et 26 ; juin 1912 ; — et t. CLV, n° 1 ; juillet 1912.

A. PÉROT (1). — Sur le mouvement apparent des vapeurs dans l'atmosphère solaire. — P. 1684.

HENRI VILLAT. — Sur le changement d'orientation d'un obstacle donné dans un courant fluide. — P. 1693.

Théorie mathématique.

G. MILLOCHAU. — Contribution à l'étude des effets diélectriques dans les gaz. — P. 1695.

M. Aubertin (2) a signalé qu'en déchargeant un condensateur à travers une résistance à eau et une étincelle dans un gaz, il reste dans le condensateur un résidu de charge. Les expériences de l'auteur montrent que la différence de potentiel nécessaire pour amorcer la décharge dans un tube spectral dépend du mode de décharge. Il y a un potentiel inférieur limite pour lequel la décharge cesse.

Dans un tube à H, il faut cinq à six secondes pour obtenir une autre décharge avec le même potentiel : tout se passe comme si la rigidité diélectrique avait été temporairement augmentée par la décharge.

H. MALOSSE. — Détermination de la densité du camphre au moyen des densités de ses dissolutions dans différents liquides. — P. 1697.

$$d = 0,963 \text{ à } 20^{\circ}.$$

F. DIENERT. — Emploi des méthodes de volumétrie physico-chimique au dosage des éléments de l'eau. — P. 1701.

$$SO^3 = \frac{0,29 \times \text{alcalinité (exprimée en CaO)} + 0,77 \times \text{azote nitrique} + 0,30 \text{ chlore} + 0,21}{\text{résistivité électrique de l'eau} \cdot 10^3}$$

¹ Voir *Séances de la Société de Physique*, juin 1912.

- C. R., 1^{er} avril 1912.

Les poids des corps sont exprimés en milligrammes.

D'où l'un des éléments ayant dosé les autres et mesuré la résistivité de l'eau.

P. MAHLER et E. GOUTAL. — De l'emploi de l'oxygène sous pression pour doser le carbone total des ferro-alliages. — P. 1702.

On obtient une bonne combustion dans l'oxygène sous pression en ajoutant à la prise d'essai deux à trois fois son poids de fer métallique et la moitié de la charge totale en oxyde de plomb ou de cuivre.

A. BOUTARIC et G. MESLIN. — Influence de l'éclipse de Soleil du 17 avril sur la propagation des oscillations électriques. — P. 1746.

L'intensité des ondes reçues à Montpellier a augmenté pendant la deuxième partie de l'éclipse.

M^{me} et M. VICTOR HENRI. — Excitabilité des organismes par les rayons ultra-violets. Lois du seuil, du minimum d'énergie, de l'addition des excitations et de l'induction physiologique. — P. 1734.

Un animal irradié par les rayons ultra-violet pendant des durées croissantes ne réagit que si la durée d'irradiation dépasse une certaine limite, d'autant plus brève que la proportion des rayons ultra-violet est plus forte (loi du seuil). Pour provoquer une réaction, l'intensité du rayonnement ultra-violet doit être supérieure à une certaine limite, et lorsque l'intensité augmente, l'énergie du rayonnement nécessaire pour provoquer une excitation passe par un minimum (loi du minimum d'énergie). Enfin (loi de l'induction physiologique) une excitation de durée inférieure au seuil détermine un effet qui continue encore à augmenter pendant un certain temps après la fin de l'excitation pour disparaître ensuite graduellement. Enfin, par excitation intermittente, il y a addition partielle et totale des excitations.

•

A. CHAUVEAU. — Inversions stéréoscopiques provoquées et subies par les images rétiniennes de simples points dans l'espace. — P. 1758.

Les points sommets qui forment à eux seuls la charpente de stéréogrammes de pyramides réalisent toutes les manifestations stéréo-

scopiques des stéréogrammes complets. C'est dans ces points sommets que réside la source essentielle des sensations de relief et de profondeur fournies par les projections de cages pyramidales ainsi que la cause fondamentale des inversions que ces sensations peuvent subir quand elles sont directement opposées l'une à l'autre.

GOUY. — Étude de la raie D en unités absolues et application à la physique solaire. — P. 1764 et 22.

On sait que les propriétés des flammes chargées de vapeurs métalliques dépendent du produit de la densité de la vapeur métallique par l'épaisseur de la flamme. L'étude des raies D, dans les expériences de l'auteur et dans le spectre solaire, montre que la couche renversante solaire, pourvu qu'elle n'ait pas de propriétés physiques qui la distinguent essentiellement de nos flammes, contient de la vapeur de sodium à une raréfaction un milliard de fois supérieure à celle d'un bon vide de Crookes. De même les parties du Soleil qui nous envoient des radiations ne contiennent des vapeurs métalliques qu'à un degré de raréfaction extrême.

DE FORCRAND. — Sur le cyclo-hexanol; étude cryoscopique; chaleur de dissolution, de fusion, de volatilisation. — P. 1767.

$K = 382,8$. — Chaleur de dissolution pour 100 grammes $C^6H^{12}O = 100$: à l'état solide, $+ 1^{\circ},94$; à l'état liquide, $+ 2^{\circ},35$; d'où chaleur de fusion moléculaire, $0^{\circ},42$. — Chaleur de volatilisation moléculaire : $41^{\circ},66$.

ÉMILE BELOT. — Expérience reproduisant les spires des nébuleuses spirales. P. 1780.

A la surface d'un bassin B plein d'eau, on fait tourner un cylindre BC, et au point B, supposé fixe dans l'espace, on place successivement des disques en liège qui adhéreront au cylindre par attraction capillaire. Puis on anime le liquide A d'un mouvement de translation perpendiculaire au diamètre BC. Si la vitesse de rotation du cylindre est très grande, les disques de liège, partant de B, décriront une spirale : si la vitesse devient plus faible, les disques partiront de C en décrivant une spirale; enfin, pour une vitesse très faible, les

disques resteront au contact du noyau. Les spires des nébuleuses sont donc les trajectoires des masses émises par le noyau.

MESNAGER. — Sur les plaques circulaires épaisses. — P. 1788.

Formules relatives à une plaque circulaire épaisse :

- 1° Sollicitée par un moment constant sur son pourtour ;
- 2° Chargée uniformément et supportée sur tout son pourtour ;
- 3° Chargée uniformément et encastrée sur tout son pourtour ;
- 4° Pesante et uniformément chargée.

TH. DE DONDER. — Sur le mouvement des électrons dans un champ électromagnétique donné. — P. 1791.

Théorie mathématique.

U. CISOTTI. — Sur les déformations élastiques sans efforts tangentiels. P. 1793.

Théorie mathématique.

JEAN BECQUEREL. — Inversion du phénomène de Hall dans le bi-muth. Superposition de deux effets galvanométriques de sens opposés. — P. 1795.

Avec une lame taillée perpendiculairement à l'axe cristallographique principal, à la température de l'air liquide, l'effet Hall d'abord négatif devient positif à partir de 3.500 gauss.

L'étude des courbes montre que le phénomène est la superposition de deux phénomènes de sens contraires : le premier, de sens positif, suit une loi linéaire ; le second atteint une saturation.

A. PÉRARD. — Sur la mesure de petits étalons industriels à faces planes par une méthode interférentielle. — P. 1798.

L'étalon Johannson est disposé entre les deux glaces d'un interféromètre de dimensions suffisantes pour le déborder de chaque côté ; on mesure, par les franges d'interférence en lumière monochromatique, la distance des glaces et les deux distances entre la face de l'étalon et la glace qui lui fait vis-à-vis.

Les nombres obtenus sont corrigés expérimentalement de l'erreur provenant de la position des plans de réflexion et du mode d'emploi des étalons.

ALBERT COLSON. — Sur l'existence de quatre acides tartriques inactifs et sur la loi de l'action de masse, à propos des notes de M. Darzens et de M. Le Châtelier. — P. 1801.

Théorie. — Réponse.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Sur la longueur d'onde des radiations actives dans la synthèse photochimique des composés ternaires. — P. 1803.

L'ultra-violet solaire, incapable de décomposer CO_2 ou H_2O (vapeur), décompose l'aldéhyde formique pur ou en solution aqueuse; mais il n'en produit pas la synthèse à dose appréciable, même en une année.

F. DE MONTESSUS DE BALLORE. — Sur la constance probable de l'activité sismique mondiale. — P. 1843.

L'activité sismique mondiale est constante si on la mesure convenablement.

J. BOUSSINESQ. — Pourquoi les équations différentielles de la Mécanique sont du second ordre plutôt que du premier, ou, en d'autres termes, déterminent les accélérations des points matériels et non leurs vitesses. — P. 5.

Étude philosophique.

T. CLV.

GEORGES LEMOINE. — Vitesse de décomposition de l'eau oxygénée sous l'influence de la chaleur. — P. 9.

L'eau agit comme catalyseur. Avec une dilution suffisante, la décomposition suit la loi des réactions monomoléculaires; avec de fortes concentrations, la réaction s'accélère à mesure qu'il se produit plus d'eau. La température accroît la décomposition avec l'allure d'une fonction exponentielle; en outre, il y a à tenir compte de l'état physique des surfaces des vases.

A. CHAUVEAU. — Restitution, aux points dominés, de leurs propriétés stéréoscopiques naturelles inverties sous l'action des points dominateurs, dans les stéréogrammes de cages pyramidales. Conclusions sur le déterminisme de l'inversion. — P. 16.

L'entraînement par les sommets dominateurs, des sommets dominés, ne subit aucune modification par l'addition, aux stéréogrammes où ils sont en opposition, de deux droites qui les unissent au même point de la périphérie du plan de projection. Mais si les deux sommets suspendus dans l'espace sont reliés à un point différent, le sommet dominé reprend intégralement son aptitude à produire sa sensation stéréoscopique propre. Dans le déterminisme de l'inversion, les conditions extérieures jouent donc un rôle fondamental.

CH.-ED. GUILLAUME. — Sur les mouvements verticaux de la tour Eiffel.
P. 26.

Un fil d'invar, fixé au sol, est solidaire, à l'autre extrémité, d'un levier dont l'aiguille porte un style qui inscrit sur un enregistreur placé sur la deuxième plate-forme. La tension du fil est réglée par la charge du levier. Les coups de vent s'inscrivent par des points dont la base s'appuie sur la courbe générale du mouvement thermique; aussi l'appareil peut-il en plus servir d'anémographe.

A. LEDUC. — Sur la détente de la vapeur d'eau saturante. — P. 33.

La détente peut s'exprimer par la formule de Rankine :

$$pv^n = C^{\text{te}}.$$

On prendra $n = 1,14$ si la vapeur évolue entre 180 et 40, et $n = 1,135$ si la machine fonctionne à basse pression avec un condenseur très bien refroidi.

Le titre x de la vapeur à la fin d'une détente adiabatique de θ degrés, entre 180 et 60°, est suffisamment représenté par la formule :

$$x = (0,9981)^\theta.$$

R. LEDOUX. — Sur les propriétés électriques des alliages Cu-Sn. — P. 35.

La courbe des coefficients de température de la résistivité présente un point singulier pour Cu^3Sn : le coefficient est négatif entre 22 et 30 0/0 de Sn. — Il se produit un minimum du pouvoir thermo-électrique pour Cu^4Sn ; sa variation avec la température déce les constituants α , δ et Cu^3Sn .

G. REBOUL. — Phénomènes photoélectriques et absorption de la lumière.
P. 37.

Suite de l'étude d'une lame de cuivre⁽¹⁾ exposée préalablement à l'action de la vapeur de brome : les parties de la lame qui, éclairées par un spectre, émettent la plus faible quantité de charges négatives sont celles qui absorbent le moins de radiations voisines du violet. Si la lame est exposée à la lumière du jour ou d'une lampe à mercure, les minima d'émission s'effacent ou s'atténuent à mesure qu'ils paraissent se déplacer vers les couches les plus minces. Enfin, à partir de l'épaisseur de $1.400\ \mu\mu$ de la couche sensible, l'émission n'augmente plus que très lentement à mesure que l'épaisseur croît.

L. BLANC. — Influence des variations brusques de température sur la respiration des plantes. — P. 60.

Ces variations ne déterminent aucune excitation de la respiration. Entre l'activité respiratoire correspondant à une température et celle correspondant à une autre température, le passage se fait graduellement en comportant toutes les activités respiratoires intermédiaires.

FRANÇOIS KÖVESKI. — Effet électrolytique du courant continu sur les cellules des plantes vivantes. — P. 63.

Sous l'influence de l'électricité, la membrane protoplasmique perd sa nature semi-perméable et laisse échapper les électrolytes des cellules ; les matières albuminoïdes de la cellule se comportent à la façon des électrolytes : leurs ions s'échappent de la cellule et se portent aux électrodes.

¹⁾ C. R., février 1912.

A. QUIDOR. — Sur un nouveau microscope stéréoscopique à un seul objectif.
P. 68.

Dessin. — Cet appareil, construit par Nachet, donne un relief saisissant avec un grossissement de 10 à 400 diamètres. Les faisceaux fournis par l'objectif sont partagés en deux parties symétriques par deux prismes, et sont reçus par deux oculaires, d'où le relief.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE ;

T. XXIII ; mai et juin 1912.

L. SILBERSTEIN. — Le principe de relativité dans la théorie des quaternions.
P. 790-809.

Mémoire purement mathématique établissant que la transformation de Lorentz peut s'exprimer simplement dans la théorie des quaternions.

ANDREW STEPHENSON. — Sur la propagation d'une perturbation périodique de l'éther. — P. 809-813.

Les rayons Röntgen ne pouvant subir le phénomène de la réfraction, il faut en conclure que la vitesse de propagation d'une perturbation de l'éther à travers un milieu dépend *seulement* des vibrations forcées qui prennent naissance à l'intérieur de la molécule ; l'éther n'est pas autrement affecté par la présence des particules matérielles (1).

Si l'on considère l'éther comme un solide élastique, la présence de résonateurs, dans le cas d'une perturbation périodique, équivaut à un changement de la densité : un milieu matériel et l'éther ne diffèrent, au point de vue optique, que par la densité.

(1) En conséquence, fait remarquer l'auteur, « il faut noter qu'un écart à la formule $\frac{n^2 - 1}{D} = C^2$, donnant l'indice de réfraction d'un composé ou d'un mélange, résulte d'une déformation des atomes ou d'une vibration interatomique, et ne peut être soumis à aucune loi générale ».

L'importance de la réflexion, quand le déplacement est perpendiculaire au plan d'incidence, est d'accord avec cette hypothèse. Quand le déplacement est dans le plan d'incidence, l'auteur montre que l'accord subsiste dans le cas seulement où la vitesse de l'onde irrotationnelle est la même dans tous les milieux. Si la vitesse est relativement grande, l'énergie dissipée dans le mouvement irrotationnel est négligeable.

A. BOUTARIC.

EDWIN-H. BARTON et WALTER B. BILLY. — Courbes de vibrations simultanées des cordes et de l'air d'un violon. — P. 885-890.

Suite d'études antérieures⁽¹⁾. Enregistrement photographique simultané des vibrations des cordes d'un violon et des vibrations de l'air de sa caisse de résonance, celles-ci étant transmises, par l'intermédiaire d'une membrane fermant un orifice pratiqué dans la caisse, à un petit miroir mobile. Le dispositif permet, en particulier, l'étude des mouvements initiaux dus à divers modes d'excitation. Le mémoire est illustré par des planches donnant les reproductions d'un grand nombre de photographies obtenues.

H.-A. WILSON. — Sur la relation entre la portée des particules α et la période de transformation des substances radioactives. — P. 981-983.

L'auteur appelle température atomique l'énergie cinétique des rayons α , et, par analogie avec la variation de vitesse des réactions monomoléculaires et des courants thermoioniques avec la température, il pose :

$$\lambda = A\Phi^{\frac{1}{2}}e^{-\frac{Q}{2\Phi}},$$

relation qui donne la valeur de la constante de transformation λ , en fonction de la température atomique Φ et de la quantité de chaleur Q mise en jeu pendant le départ d'une molécule-gramme de particules α .

Par application des lois des gaz, on arrive à la formule :

$$\log \lambda - \frac{1}{3} \log d = a + bd^{-\frac{2}{3}},$$

qui relie λ à la portée d .

) *Phil. Mag.*, vol. XX, p. 456 (1910).

On voit que cette équation donne une droite en prenant comme variables :

$$\log \lambda - \frac{1}{3} \log d \quad \text{et} \quad d^{-\frac{2}{3}}.$$

Effectivement, en partant des valeurs expérimentales trouvées par Geiger et Nuttall ⁽¹⁾, l'auteur obtient bien une droite.

N. BOHR. — Sur la théorie électronique des phénomènes thermoélectriques.
P. 984-986.

Critique de la théorie de Richardson ⁽²⁾ dont les résultats sont en contradiction avec ceux de l'auteur. Cette divergence est attribuée à ce fait que Richardson considère seulement la différence de potentiel entre les deux côtés de la surface de séparation des deux métaux, tandis qu'il faut aussi tenir compte d'une différence d'énergie cinétique, résultant de ce que les conditions de mouvement des électrons libres dans les deux métaux ne sont pas les mêmes.

L. LETELLIER.

E.-N. DA C. ANDRADE. — Sur la nature et la mobilité des particules électrisées dans les flammes contenant des vapeurs métalliques. — P. 865.

Les expériences ont été exécutées au moyen d'électrodes placées en dehors de la flamme; dans le cas où l'une d'elles se trouve dans la flamme, l'effet Edison joue un rôle perturbateur, il y a mise en liberté d'électrons et d'une faible quantité d'ions négatifs.

Une électrode est reliée à un pôle d'une machine électrique, l'autre est mise au sol, c'est vers celle-ci que la lueur métallique s'incline; un galvanomètre à forte résistance intercalé mesure le courant pour diverses positions des électrodes.

Les faibles champs employés mettent en évidence deux sortes de particules positives d'origine métallique; celles que M. Lenard a étudiées par la méthode de déviation de la flamme lumineuse ont une mobilité de $0,04 \frac{\text{cm volt}}{\text{sec cm}}$.

(1) Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 935; 1911.

(2) Voir ce vol., p. 232.

Les autres (non lumineuses) ont, d'après M. da Andrade, une mobilité de 2,7 (les deux nombres se rapportent au strontium).

L'auteur explique leur production par un phénomène de diffusion.

A. GRUMBACH.

THOMAS BLAKESLEY. — Méthode cinématique pour déterminer les racines plus petites que l'unité d'une équation rationnelle entière de degré quelconque, suivie d'une méthode plus générale permettant de trouver les racines d'une valeur quelconque. — P. 892-900.

La méthode résulte de deux propriétés, l'une mathématique, l'autre cinématique :

1° $\text{Cos}^n \theta$ peut s'exprimer en fonction de $\cos n\theta$, $\cos(n-2)\theta$, ... etc. ;

2° Il est possible, au moyen d'un système de barres appropriées, d'obtenir une série de points tels que les droites qui les joignent forment un polygone qui reste toujours équiangle, même lorsqu'il se déforme.

AUBERT.

I. STEVEN. — La composition de deux mouvements vibratoires simples montre à l'aide d'une corde tendue. — P. 977-981.

Le caractère complexe de la vibration musicale peut être mis en évidence en attaquant une corde vibrante, puis en étouffant son mouvement en un point, de façon à éliminer certaines harmoniques. Il est cependant difficile de rendre le phénomène visible par un auditoire nombreux. L'auteur a réalisé diverses expériences simples permettant de montrer qu'une corde a divers modes de vibrations et peut les présenter simultanément.

J.-H.-T. ROBERTS. — Sur les vibrations transversales d'une corde maintenue par des forces périodiques de fréquence double. — P. 931-936.

Il y a un type de vibrations entretenues qui présente la particularité que la fréquence de la vibration imposée est double de celle des vibrations entretenues. L'exemple le plus connu est celui des expériences de Wilde que l'auteur a reprises en détail.

Il en déduit que les limites entre lesquelles peut varier la longueur de la corde qui entre en vibrations quand elle est excitée par

un diapason donné sont si distantes, que l'expérience de Melde perd toute signification quant à la détermination de la fréquence du diapason. La période de vibration d'une corde peut dépendre de l'orientation du plan de vibration : la longueur de la corde, quand les vibrations de petite amplitude se produisent, est considérablement plus courte que la longueur théorique. Quand celle-ci est atteinte, le plan de vibration devient vertical, ce qui permet de faire les expériences exactes. Quand la longueur de la corde dépasse cette longueur théorique, l'amplitude des vibrations augmente jusqu'à une certaine longueur pour laquelle les vibrations ne sont possibles que si elles excèdent une amplitude critique initiale qui augmente avec la longueur.

W. SUKHODSKI. — Note sur le mémoire de Lewis sur la pression interne des liquides. — P. 955-957.

Dans le mémoire visé, Lewis, partant de la proposition de Dupré que la chaleur latente de vaporisation est égale à la pression interne, conclut que la seule relation thermodynamique exacte est :

$$K - l = T \left(\frac{\partial K}{\partial T} \right)_v,$$

et que, pour continuer l'étude, il faut faire des hypothèses sur K et T.

M. Sukhodski montre que ces hypothèses nouvelles sont superflues.

J. RENDALL. — Sur la solubilité du carbonate de calcium dans l'eau. — P. 958-976.

La détermination de cette solubilité présente un intérêt pratique considérable par suite de son application aux résultats d'analyse des eaux et leur rapport avec l'étude des formations géologiques. La difficulté réside dans la faible solubilité du carbonate qui nécessite pour sa mesure l'emploi de méthodes indirectes, en particulier des mesures de conductibilité électriques, comme dans la méthode de Kohlrausch.

L'auteur a fait des titrages directs pour des températures variant depuis 25° jusqu'au point d'ébullition sur trois variétés de la substance : calcite, aragonite et carbonate amorphe, ainsi que sur le bicarbonate.

H. VIGNERON.

G. BARUS et HAZARD. — La rectification du spectre pour le déplacement des ellipses dans l'interférométrie par déplacement. — P. 942-955.

Les auteurs donnent un moyen de déterminer, dans les divers cas qui se présentent, la quantité $\mu - \lambda \frac{d\mu}{d\lambda}$ (où μ désigne l'indice de réfraction du verre employé et λ la longueur d'onde considérée), qui intervient dans les calculs relatifs à la méthode d'interférométrie de Michelson, telle qu'elle a été modifiée par Barus.

NORMAN CAMPBELL. — Sur la théorie de l'ionisation par chocs. — P. 986-987.

L'auteur fait remarquer qu'il n'a pas, comme Townsend l'a cru, tenté de ruiner la théorie de ce physicien sur l'ionisation par chocs, mais seulement poussé plus loin les calculs afin d'obtenir de meilleures vérifications expérimentales.

C.-G. BARKLA et V. COLLIER. — L'absorption des rayons X et des spectres de fluorescence des rayons X. — P. 987-997.

Les auteurs ont vérifié la généralité des lois formulées dans un mémoire précédent (*Phil. Mag.*, 1909, p. 739-760) sur l'absorption des rayons X.

H.-L. CALLENDAR. — Dilatation anisotrope d'un tube étiré de silice amorphe. P. 998-1000.

L'auteur montre que, entre 0° et 100°, le coefficient de dilatation suivant son axe d'un tube de silice amorphe dépasse de $0,20 \cdot 10^{-6}$ le coefficient de dilatation suivant son rayon. Ce fait suffit à expliquer les divergences entre les déterminations du coefficient de dilatation cubique du quartz amorphe.

F. CROZE.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXVIII, n^o 7, 8 et 9; 1912.

H. GEIPEL. — Effets du passage d'un courant continu ou alternatif dans des fils de bismuth, d'antimoine et de tellure. — P. 149-205.

On sait, depuis les expériences de Lenard (¹), que le bismuth, l'antimoine et le tellure ne présentent pas la même conductibilité en courant continu et en courant alternatif. Pour le bismuth, la différence des résistances $R_a - R_c$ est positive si le métal est en dehors de tout champ magnétique ou dans un champ longitudinal; elle est négative s'il est soumis à un champ transversal. Pour le tellure et l'antimoine, Lenard a toujours trouvé $R_a > R_c$.

D'autres physiciens ont repris et complété ces observations. En particulier, Seidler (²) a étudié les phénomènes présentés par le bismuth en dehors du champ et constaté que les anomalies étaient dues à l'existence d'une force électromotrice résiduelle subsistant après la rupture du courant. Il a constaté aussi — mais sans étudier à fond le phénomène — qu'une force électromotrice de sens contraire à la première se manifeste dans un barreau de bismuth soumis à un champ magnétique transversal.

L'auteur s'est proposé de compléter l'étude du bismuth dans le champ magnétique. Il a également étendu ses recherches à l'antimoine et au tellure. La méthode qu'il a utilisée ne diffère guère de celle de Seidler. Les extrémités du conducteur étudié étaient, à un instant précis après la rupture du courant, réunies aux armatures d'un condensateur. Celui-ci était ensuite déchargé à travers un galvanomètre. Un interrupteur pendulaire servait à régler les temps, à établir et à rompre les contacts. Voici, brièvement résumés, les résultats obtenus.

Effets observés sur le bismuth dans un champ magnétique. —

a) *Champ magnétique longitudinal.* — La force électromotrice résiduelle qui se manifeste en dehors de tout champ magnétique se trouve renforcée par un champ longitudinal. Cet accroissement est proportionnel à l'intensité du champ. Il dépend beaucoup de la structure du métal.

(¹) P. LENARD, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, p. 619; 1890.

(²) R. SEIDLER, *Annalen der Physik*, t. XXXII, p. 337; 1910.

b) *Champ magnétique transversal.* — Il se produit alors, comme l'avait déjà constaté Seidler, une deuxième force électromotrice résiduelle très rapidement décroissante, de sens contraire à celui de la différence de potentiel existant entre les extrémités du fil pendant le passage du courant et proportionnelle à cette différence de potentiel si le courant n'est pas trop intense.

L'effet dû au champ magnétique augmente avec celui-ci; mais l'accroissement est lent jusqu'à 8 000 gauss, plus rapide ensuite.

La force électromotrice résiduelle atteint, au maximum, pour 26 000 gauss, 6,7 0/0 de la tension entre les extrémités du fil pendant le passage du courant.

L'influence de la température est très importante, mais complexe. L'effet résiduel paraît être maximum à -100° .

Un court-circuit entre les extrémités du fil ne modifie pas sensiblement l'allure de la courbe représentant la décroissance de la force électromotrice résiduelle.

Phénomènes observés sur l'antimoine. — a) *L'antimoine n'est soumis à aucun champ magnétique.* — Après ouverture du circuit, on observe, comme pour le bismuth, une force électromotrice résiduelle de même sens que la différence de potentiel appliquée pendant le passage du courant; elle est proportionnelle à cette différence de potentiel et atteint au maximum 0,12 0/0 de sa valeur. (L'effet observé sur le bismuth par Seidler était 8 fois plus important.)

La force électromotrice résiduelle dépend, à un haut degré, de la structure du métal. Elle est particulièrement importante sur des échantillons très nettement cristallisés et dont les surfaces de clivage sont orientées obliquement par rapport à la direction du courant.

La décroissance de la force électromotrice résiduelle en fonction du temps est d'abord rapide, puis plus lente; l'allure de la courbe n'est pas modifiée sensiblement si on réunit en court-circuit les extrémités du fil.

b) *L'antimoine est soumis à un champ magnétique.* — Si le champ est longitudinal, il a pour effet d'augmenter un peu la force électromotrice résiduelle et la résistance du fil.

Un champ magnétique transversal produit une nouvelle force électromotrice résiduelle de signe contraire à celle qu'on observe en dehors du champ. Celle-ci subsiste néanmoins et demeure prépondérante; mais l'effet résultant est affaibli, la diminution atteignant 30 0 0 dans un champ de 15 000 gauss.

Phénomènes observés sur le tellure. — Les faits constatés sur l'antimoine se retrouvent avec le tellure. La force électromotrice résiduelle, observée en l'absence de tout champ, est au maximum les 3 millièmes de la différence de potentiel correspondant au courant qui traversait le fil. Un champ magnétique transversal de 26 000 gauss produit une deuxième force électromotrice résiduelle opposée à la première et trois fois plus petite.

Paul DE LA GORCE.

P.-P. KOCH. — Mesure du noircissement d'une plaque photographique dans un domaine très étroit. Application à la mesure de la répartition du noircissement dans quelques photogrammes de fentes exécutés par Walter et Pohl à l'aide des rayons de Röntgen. — P. 507-522.

Dans un travail antérieur⁽¹⁾, l'auteur avait appliqué une méthode de photométrie photographique à la mesure de la répartition de l'intensité dans les raies spectrales. Voulant déterminer la répartition du noircissement dans quelques photogrammes obtenus par Walter et Pohl⁽²⁾ à l'aide des rayons de Röntgen au travers d'une fente cunéiforme, il a été amené à imaginer un artifice capable de tripler la sensibilité de cette méthode.

On sait que dans le travail cité, l'auteur photographiait le spectre de la raie rouge du cadmium fourni par un spectroscopé à échelons, ou des franges d'interférence produites par cette raie, et qu'il mesurait ainsi la répartition de l'intensité dans le spectre ou dans les franges, répartition qui dépend à la fois de la répartition vraie de l'intensité dans la lumière éclairante et des propriétés optiques de l'appareil dispersif. La mesure photométrique s'obtenait par comparaison des noircissements de l'image aux noircissements produits sur la même plaque, pendant le même temps, par des lumières de même longueur d'onde et d'intensités connues, étant admis que dans ces conditions, et moyennant des précautions convenables, à des noircissements égaux correspondent des intensités égales.

L'instrument de mesure était le microphotomètre de Hartmann³, qui se compose essentiellement d'un cube de Lummer et Brodhun monté dans un microscope en forme de T et à deux objectifs, l'un de ces objectifs regardant la région étudiée de la plaque, l'autre une

(1) Peter Paul Koch, *Ann. der Phys.*, t. XXXIV, p. 377-444; 1911.

(2) B. Walter et R. Pohl, *Ann. der Phys.*, t. XXIX, p. 331; 1909.

(3) J. Hartmann, *Zeitschr. f. Instrumentenk.*, t. XIX, p. 97; 1911.

échelle de teintes mobile. L'oculaire était pointé sur la fenêtre du cube de Lummer et Brodhun, à laquelle correspondait, sur la plaque, pour un grossissement égal à 50, un champ rectangulaire de $0,01 \times 0,53$ millimètres.

Dans le présent travail, l'étroitesse de l'image photographique exige un grossissement triple. Mais dans ces conditions, les grains d'argent de la plaque sont vus nettement sous forme de plages opaques se détachant sur un fond éclairé et d'une dimension déjà supérieure à la largeur de la fenêtre photométrique, ce qui rend toute mesure impossible.

L'auteur tourne la difficulté en plaçant une fente auxiliaire entre l'objectif qui regarde la plaque et le cube de Lummer et Brodhun. L'image de la plaque fournie par l'objectif est mise au point, non pas, comme dans le mode d'emploi ordinaire, sur la fenêtre photométrique, mais sur la fente auxiliaire; la lumière qui en sort éclaire alors d'une façon diffuse la fenêtre photométrique sur laquelle l'oculaire reste pointé. Pour faciliter les mesures, la position de l'échelle de comparaison est réglée de manière que les grains en soient vus à peu près aussi diffus que ceux de la plaque. Enfin la présence de franges de diffraction, qui se déplacent en même temps que l'œil, oblige à fixer la position de celui-ci au moyen d'un trou de 0,3 millimètre de diamètre.

Ce dispositif permet de mesurer la répartition du noircissement dans une image dont la largeur ne dépasse pas quelques centièmes de millimètre. Les résultats, résumés par des tableaux et des figures, sont relatifs aux photogrammes ci-dessus mentionnés, à l'aide desquels Walter et Pohl ont voulu trancher la question d'une diffraction possible des rayons de Röntgen.

Ch. FORTIN.

A. EINSTEIN.— Addition à un précédent travail : « Fondement thermodynamique de l'équivalent photochimique » (1). — P. 881-884.

Dans le travail en question, l'auteur avait admis que, dans la décomposition photochimique d'une molécule gazeuse il n'y a qu'un domaine de fréquence infiniment petit, autrement dit, une radiation monochromatique qui puisse agir. Dans la note actuelle, il considère le

¹ *J. de Phys.*, ce vol., p. 338.

cas où sur la molécule peuvent agir autant de domaines de fréquence élémentaires que l'on voudra formant un domaine continu et fini.

A. EINSTEIN. — Réponse à une remarque de J. Stark : « Sur l'application de la loi élémentaire de Planck aux phénomènes photochimiques » (1). — P. 888.

L'auteur ne discute pas la question de priorité, qui lui paraît sans intérêt. Il rappelle qu'il a voulu montrer que, pour établir la loi de l'équivalent photochimique, on n'a pas besoin de l'hypothèse des *quanta*, mais que celle-ci peut être déduite, par voie thermodynamique, de quelques hypothèses simples sur le processus photochimique.

A. CORVISY.

D. ENSKOG. — Sur la théorie électronique de la dispersion et de l'absorption par les métaux. — P. 731-763.

L'auteur s'est proposé de compléter la théorie de Drude (2), dans laquelle il obtient des formules pour l'indice de réfraction et pour le coefficient d'extinction, à partir d'une équation différentielle entre la densité de courant et l'intensité du champ.

Dans ce travail, Enskog part naturellement des équations électrodynamiques de Maxwell, qui fournissent des formules reliant l'indice de réfraction et le coefficient d'extinction avec la longueur d'onde et avec les propriétés des électrons et des molécules métalliques : les résultats sont obtenus assez facilement, en s'appuyant sur des formules connues de la théorie cinétique des gaz et indiquées par Maxwell et par Boltzmann ; il existe entre la densité de courant et l'intensité du champ une équation intégrale, qui s'applique même à des variations très rapides du champ (que l'on considère néanmoins comme constant pendant la durée d'un choc). Dans le cas particulier de variations sinusoïdales, on retrouve des expressions données par Jun Ishiwara (Tokio, 1911) et par Niels Bohr (Copenhague, 1911).

En comparant les résultats de la théorie avec l'expérience, on remarque que la théorie électronique permet de déterminer quantitativement les constantes *optiques* des métaux, au moyen des gran-

(1) *J. de Phys.*, ce vol., p. 502.

(2) Voir *Précis d'Optique*, d'après Drude, t. II, p. 155-158. Paris, 1912.

deurs moléculaires supposées connues par ailleurs. Mais ce n'est pas du tout le cas pour les constantes *électriques*, puisque les valeurs expérimentales et théoriques peuvent être dans le rapport de 1 à 2.000. Ce point constitue une insuffisance fondamentale de la théorie électronique, en même temps qu'un problème dont la solution aurait une très grosse importance.

Marcel BOLL.

S. RATNOWSKY. — L'équation d'état pour un corps solide monoatomique et la théorie des *quanta*. — P. 637-648.

Supposant qu'il existe entre les molécules des forces attractives qui dépendent d'une énergie potentielle $-\frac{A}{v}$ et des forces répulsives qui dépendent d'une énergie $\frac{B}{v^m}$ (v désignant le volume moléculaire et A, B, m des constantes), l'auteur calcule la période propre ν des molécules et la trouve fonction du volume seulement.

Modifiant ensuite légèrement l'hypothèse des quanta en considérant le quantum élémentaire d'énergie comme fonction du volume, il trouve pour équation d'état d'un solide monoatomique :

$$pv + \frac{A}{v} - \frac{mB}{v^m} = \frac{3m + 2}{6} \frac{3R\beta\nu}{e^{\frac{\beta\nu}{T}} - 1},$$

p désignant la pression extérieure, T la température et R la constante des gaz parfaits.

De cette équation il déduit ensuite trois expressions de la période qui sont les suivantes :

$$1 \quad \nu^2 = C^{te} \times \frac{1}{M\alpha} \frac{\nu^3}{\nu^3},$$

α désignant le coefficient de compressibilité ;

$$2 \quad \nu^2 = C^{te} \times \frac{1}{M\nu^3 \alpha},$$

α désignant le coefficient de dilatation, et enfin, en tenant compte de

la relation empirique :

$$\alpha T_s = C^{te},$$

où T_s désigne la température de fusion :

$$(3) \quad v^2 = C^{te} \times \frac{T_s}{Mv^3}$$

laquelle n'est autre que la relation de Lindemann.

L'équation d'état considérée permet aussi d'exprimer, en fonction de la température, les divers coefficients d'état de la substance.

M. REINGANUM. — Actions des doublets électriques d'après la mécanique statistique. Application aux actions moléculaires et aux actions entre ions et molécules. — P. 649-668.

En assimilant les molécules à des sphères élastiques renfermant un doublet électrique symétrique par rapport au centre, l'auteur obtient les résultats suivants :

1. Pour des distances suffisamment petites, ou pour des températures suffisamment basses, l'énergie potentielle de deux molécules varie en raison inverse du cube de leur distance. Elle est indépendante de la température.

2. Pour de très grandes distances, ou pour des températures très élevées, elle varie en raison inverse de la sixième puissance de la distance; elle est, de plus, inversement proportionnelle à la température absolue.

3. L'énergie potentielle d'une molécule et d'un ion varie sensiblement en raison inverse du carré de la distance. Elle est indépendante de la température.

J. KROÓ. — Sur la mécanique statistique. — P. 885-887.

Suite de la controverse avec L. Silberstein.

L. DÉCOMBE.

S. BLOCH. — Sur le rayonnement cathodique secondaire dans les gaz provenant d'un rayonnement primaire de grande vitesse. — P. 559-587.

Le rayonnement primaire est celui de l'uranium X ; sa vitesse est.

d'après H.-W. Schmidt, de $2,76 \cdot 10^{10}$ centimètres par seconde ⁽¹⁾ ; de plus il a une grande homogénéité, supérieure à celle des rayons β du radium C.

Afin de différencier le rayonnement secondaire des parois de celui du gaz, l'auteur a fait une étude systématique de la réflexion du faisceau cathodique sur une plaque de plomb, d'aluminium ou de zinc.

M. Bloch démontre ensuite, pour une source ponctuelle, que, si on néglige l'absorption des rayons β par l'air, le nombre Z des centres électrisés apparaissant par seconde dans un cylindre de rayon R et de longueur l est :

$$Z = \frac{Na}{2} \left\{ R \operatorname{arc} \operatorname{tang} \frac{l}{R} + \frac{l}{2} \log \frac{R^2 + l^2}{l^2} \right\},$$

où N est le nombre d'électrons β émis par la source par seconde, a le nombre de centres secondaires mis en liberté par un centre primaire qui parcourt 1 centimètre.

En faisant varier R et l , on constate que la formule donne une approximation suffisante, ce qui permet de calculer a .

Les mesures ont été faites d'abord dans un condensateur à vide, puis dans un condensateur à paraffine; les résultats obtenus de part et d'autre pour le rayonnement primaire ne diffèrent que de 12 0/0, quantité de l'ordre des erreurs possibles.

Le nombre a est déterminé en valeur absolue pour l'air, puis dans le gaz carbonique, le gaz d'éclairage et l'hydrogène.

Le travail se termine par un tableau d'ensemble de tous les résultats obtenus pour le nombre des centres secondaires des gaz, pour différentes vitesses du rayonnement primaire ⁽²⁾, par divers auteurs.

J. KOENIGSBERGER et J. WEISS. — Sur la chaleur de Thomson, etc. — P. 696.

Erratum ⁽³⁾.

A. GRUMBACH.

¹ *Ph. Z.*, X, p. 929; 1909.

- KOSSEL, *Ann. d. Ph.*, XXXVII, p. 399 (1912); ce vol. p. 329 pour de faibles vitesses.

Voir *Ann. d. Ph.*, XXXV, p. 1 (1911); *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 598; 1911.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XIII ; 1912.

BORN et KARMAN. — Les vibrations dans les réseaux. — P. 297-309.

Le problème général que se posent les auteurs est de relier les propriétés physiques des cristaux cubiques à leurs propriétés élastiques moléculaires, en substituant à la période propre unique de la molécule la période minima, limite de périodes extrêmement voisines. On commence par étudier les vibrations d'une file de grains dont l'action mutuelle ne s'exerce qu'à une distance moléculaire ; on passe de là aux grains disposés en réseau cubique et pour lesquels il faut admettre que leur action s'exerce à deux distances a et $a\sqrt{2}$, en considérant des ondes planes de direction quelconque ; on arrive à une distribution compliquée des périodes autour des périodes limites ; toutefois, les périodes ainsi calculées pour la sylvine sont très voisines de celles que Rubens a déterminées expérimentalement.

Le résultat le plus remarquable est l'accord qui existe entre les valeurs expérimentales des chaleurs spécifiques au-dessous de zéro et les valeurs que donne une formule obtenue par Born et Karman au moyen d'hypothèses difficilement vérifiables, elle donne 5,94 pour la constante de la loi de Dulong et Petit pour les températures élevées.

A. SÈVE.

W. SCHOTTKY. — La masse de l'électron est-elle constante ? — P. 421-425.

Examen de quelques difficultés qui se présentent quand on veut appliquer la théorie de la relativité au mouvement accéléré des électrons.

D'après l'auteur, si la masse obéit aux formules de transformation de Lorentz, des forces finies peuvent ne produire aucune accélération des électrons.

JULES ROUX.

J. KUNZ. — La théorie de Weiss relative à l'hystérésis des substances ferromagnétiques. — P. 591-594.

En vertu de la théorie proposée par P. Weiss pour expliquer les

phénomènes magnétiques dans le fer, la courbe, lieu des sommets des cycles d'hystérésis d'amplitude croissante, a pour équation :

$$(1) \quad I = I_m \left[1 - \left(\frac{H_c}{H} \right)^2 \right];$$

elle coupe l'axe des x pour $H = H_c$, H_c étant la valeur de la force coercitive.

En partant des mêmes considérations, on peut arriver à calculer l'aire du cycle d'hystérésis.

Si le fer a été soumis à un champ négatif très élevé, et si on fait croître le champ magnétisant de façon à l'amener à une grande valeur positive, l'intensité d'aimantation conserve la valeur I_m jusqu'à ce que le champ atteigne la valeur H_c , et le passage à la valeur I_m correspondant à la saturation positive se fait par une ascendante qui n'est autre que la courbe définie par l'équation (1), ayant subi un déplacement ΔH parallèle à l'axe des x .

On peut calculer ce déplacement ΔH et le travail hystérétique qui est égal par unité de volume à :

$$W = 2I_m H_c \left(\sqrt{2} + 1 - \frac{1}{\sqrt{2}} \right).$$

Dans le cas où les limites du cycle ne sont plus assez élevées pour amener la saturation, on peut encore calculer l'aire du cycle dont l'ascendante se déduit de la courbe (1), en combinant au déplacement ΔH un déplacement ΔI parallèle à l'axe des intensités d'aimantation.

En partant des valeurs admises par P. Weiss pour H_c et I_m , l'auteur a calculé les pertes par hystérésis pour des cycles d'amplitude variée. Les résultats de ces calculs concordent assez mal avec ceux que fournit l'expérience et l'auteur pense que la théorie de Weiss est encore insuffisante pour expliquer les phénomènes de l'hystérésis dans les corps ferro-magnétiques.

JAKOB KUNZ et JAKOB-G. KEMP. — Répartition de la lumière dans les décharges striées dans la vapeur des métaux alcalins. — P. 594-595.

En cherchant à étudier les propriétés photo-électriques des métaux alcalins, on a constaté que, dans la décharge striée à travers les vapeurs de ces métaux, il se produisait une séparation des

couleurs, le bleu étant du côté de la cathode, les colorations rouges et violettes dues au potassium se trouvant du côté de l'anode. Y a-t-il là une contradiction avec les lois du rayonnement de Planck? Seules des expériences quantitatives pourraient trancher la question. Les auteurs ont fait quelques expériences de cet ordre qui les conduisent aux conclusions suivantes :

Toutes les recherches quantitatives sur ce sujet doivent être accompagnées de recherches spectroscopiques et on devra tenir compte du rôle que peuvent jouer les traces d'hydrogène et d'hélium contenues dans les tubes de décharge.

HANS BASCH. — Exposé simple de la théorie complète de l'oscillographe.
P. 615-623.

Dans sa théorie de l'oscillographe, Blondel suppose que, la fonction du temps représentant le courant à enregistrer a été mise sous la forme d'une série d'harmoniques par le procédé de Fourier.

Il détermine les constantes du galvanomètre oscillographique de façon que sa sensibilité soit la même pour toutes ces harmoniques et que le décalage entre le maximum de chacune de ces sinusoïdes et le maximum de la déviation du galvanomètre soit aussi réduit que possible.

L'auteur, au contraire, cherche les conditions à réaliser pour que, le courant étant représenté par une fonction $i(t)$ et la déviation par une fonction $f(t)$, on puisse trouver un temps constant τ tel qu'il y ait identité entre les fonctions $A \cdot f(t + \tau)$ et $i(t)$, A étant une constante.

Il arrive à cette conclusion que la période d'oscillation propre de l'appareil doit être très courte et que le facteur d'amortissement pour une demi-période (la valeur de e^{ρ} , ρ étant le décrément logarithmique pour une demi-période) doit être égal à 23.

Ces conclusions ne sont plus valables lorsque la fonction $i(t)$ ou sa dérivée première présentent des discontinuités. Ce sont des cas qui peuvent se présenter lorsqu'on veut relever à l'oscillographe des phénomènes de mise en circuit ou hors circuit d'appareils à courant alternatif.

Dans ces conditions, on peut trouver dans la courbe relevée des dents ayant pour origine les oscillations propres de l'équipage du galvanomètre. C'est pour éviter la production de ces dents qu'on

est amené, comme on le fait toujours, à placer l'appareil en état d'apériodicité.

Néanmoins l'auteur pense que, lorsqu'on connaît l'origine de ces dents, il est facile d'en faire abstraction dans l'examen d'un cliché relevé à l'oscillographe et que, pour certaines recherches scientifiques, il vaudrait mieux ne pas avoir un amortissement apériodique, mais chercher à se rapprocher du facteur d'amortissement de 23.

R. JOUAUST.

W. DZIEWULSKI. — Contribution à la connaissance de la dispersion du phénomène magnéto-optique de Kerr sous l'incidence normale. — P. 642-649.

La substance étudiée [miroirs d'acier, cobalt, nickel, magnétite, alliages magnétiques (1)] est placée normalement au champ magnétique d'un électro-aimant, dont l'une des pièces polaires est percée pour laisser passer le faisceau lumineux. De la lumière monochromatique, polarisée rectilignement, est rendue faiblement convergente, de façon à tomber sur le miroir considéré sous une incidence moyenne voisine de la normale; la lumière réfléchie est légèrement elliptique, lorsque le champ est excité; elle est analysée au moyen d'un système formé d'un mica quart d'onde pour le jaune, d'une mince lamelle de quartz perpendiculaire à l'axe ne couvrant que la moitié du champ éclairé et d'un nicol.

Résultats. — L'auteur donne, pour les différentes substances étudiées, les valeurs de la rotation de la vibration incidente (angle de la vibration rectiligne et du grand axe de l'ellipse), ainsi que le rapport des axes de l'ellipse, en fonction du champ et de la longueur d'onde.

Le fait le plus important semble être la constatation du phénomène de Kerr sur des alliages ne contenant aucun métal ferro-magnétique; ce résultat est néanmoins en contradiction sous ce rapport avec les résultats négatifs de Ingersoll, Tokmaczew et Loria.

H. LABROUSTE.

W. WINTER. — Causes qui provoquent ou qui suppriment la décharge annulaire sans électrodes. — P. 442-446.

Les phénomènes étudiés par l'auteur se produisent dans les con-

(1) Par exemple, l'alliage : Cu, 58,9 0/0; Mn, 26,5; Al, 14,6.

ditions expérimentales suivantes. Autour d'un tube à vide (pression dans ce tube $0^{\text{mm}},1$ environ), sont enroulées quelques spires d'un fil faisant partie d'un circuit oscillant comprenant capacité, éclateur, bobine d'induction. Quand ce circuit est excité, il apparaît dans le tube, de part et d'autre du plan des spires, une décharge lumineuse en forme d'anneau ou en forme de cône. Dans le voisinage immédiat des spires règne un espace sombre. L'auteur a étudié les conditions susceptibles d'influer sur le phénomène : forme de l'ampoule, mise à la terre d'un ou plusieurs points de la paroi de verre, degré de vide. Il a recherché également si les faits observés étaient dus au champ magnétique ou à la différence de potentiel entre les spires ; il est arrivé à cette conclusion que le champ électrique oscillant est la cause première du phénomène, car il produit l'ionisation nécessaire à la décharge, mais que le champ magnétique intervient pour donner à cette décharge sa forme annulaire caractéristique.

L. ZEHNDER. — Représentation des expériences de Hertz sur les radiations électriques à l'aide des tubes à hélium. — P. 446-449.

Les tubes à vide imaginés par l'auteur dès 1892 pour la démonstration des expériences de Hertz comportaient deux électrodes très rapprochées H, H' constituant un petit éclateur et deux autres électrodes plus écartées V, V' réunies à une batterie à haute tension.

Quand une étincelle éclatait en H, H', une décharge lumineuse s'amorçait entre V et V'. L'auteur a pensé qu'il y aurait avantage à remplacer dans ce tube l'azote par l'hélium, à cause de la faible cohésion diélectrique de ce gaz. Ses essais l'ont conduit à réaliser des tubes à hélium qui fonctionnent dans des conditions remarquablement simples. En effet, les électrodes V, V' sont supprimées ; on n'a plus besoin de batterie à haute tension ; on relie simplement H et H' à un réseau d'éclairage à 110 ou mieux à 220 volts. Il faut seulement prendre la précaution d'intercaler dans le circuit, près de chacune des électrodes H et H', un petit solénoïde de vingt à vingt-cinq spires, qui empêche les oscillations électriques de se propager dans les fils.

L'auteur indique qu'on peut, avec un égal succès, employer du néon au lieu d'hélium.

A. LINDEMANN. — Appareil pour mettre en évidence les différences de phases entre courants alternatifs. — P. 449-450.

L'auteur s'est proposé de réaliser à peu de frais un appareil qui permet de montrer le déphasage introduit dans un circuit à courant alternatif par une capacité ou une self-induction. Le dispositif imaginé est essentiellement constitué par deux lames vibrantes fixées sur une planchette et placées entre deux plaques de tôles formant les pièces polaires d'un électro-aimant. La longueur de ces lames a été réglée de manière que leur période de vibration propre soit voisine de la période du courant alternatif utilisé pour les expériences. Elles sont perpendiculaires l'une à l'autre et leurs extrémités libres qui se croisent à angle droit portent une fente longitudinale.

Quand un courant alternatif parcourt chacune des deux lames, celles-ci entrent en vibration, et l'image du point de croisement des fentes, éclairé par une lampe à arc, décrit une courbe analogue aux figures de Lissajous. L'analyse de cette courbe permet de voir immédiatement si les courants sont en phase ou si l'un d'eux est en avance ou en retard par rapport à l'autre. L'appareil fonctionne avec des courants de quelques dixièmes d'ampère.

K. ORT et J. RIEGER. — Une lampe à incandescence servant de récepteur téléphonique. — P. 561-562.

Les auteurs signalent la curieuse expérience suivante. Une lampe Osram d'au moins 100 bougies, alimentée à travers une bobine de self-induction par une source de courant continu à 120 volts, est d'autre part réunie, par l'intermédiaire d'une capacité, au circuit secondaire d'un transformateur téléphonique. Le circuit primaire de ce transformateur contient un microphone à forte intensité et une batterie d'accumulateurs. Dans ces conditions, en approchant l'oreille de la lampe, on entend les paroles prononcées devant le microphone. Voici, d'après les auteurs, l'explication du phénomène. Le courant téléphonique qui se superpose au courant continu occasionne dans le filament des variations de température; celles-ci communiquent au verre de l'ampoule des vibrations qui se transmettent à l'air extérieur. L'effet observé doit être particulièrement intense quand le

verre de l'ampoule est très mince et que les variations de température subies par le filament sont importantes.

II. FASSBENDER et E. HUPKA. — Sur l'enregistrement des courbes d'oscillations électriques de faible amplitude. — P. 539-561.

Les auteurs décrivent un tube de Braun, construit à l'Institut physico-technique de l'Empire allemand, dont les dimensions ont été combinées de manière à obtenir la plus grande sensibilité possible. Il se compose de deux parties : dans la première (diamètre du tube 2^{cm}, 2), les rayons cathodiques, concentrés à l'aide d'un champ magnétique, sont soumis à la tension oscillante à étudier ; dans la seconde partie du tube (diamètre 10 centimètres), ils subissent l'action d'une différence de potentiel sinusoïdale connue. La courbe résultante se forme sur un écran de 10 centimètres de diamètre. Le chemin total parcouru par le faisceau cathodique atteint 1 mètre. Tout l'ensemble du tube est porté sur un chevalet convenablement orienté de manière à annuler l'effet du champ magnétique terrestre. Les tensions oscillantes que l'appareil permet de relever et d'étudier peuvent descendre jusqu'à 20 volts.

PAUL DE LA GORCE.

W. SEITZ. — Absorption de rayons de Röntgen très mous par les gaz. — P. 476-48

L'intensité des rayons Röntgen est mesurée par la méthode de la multiplication des ions. L'appareil se compose d'un tube à anticathode d'aluminium et de deux chambres d'ionisation précédées chacune d'une boîte contenant le gaz étudié. Les expériences ont porté sur quatorze gaz ; l'absorption rapportée à celle de l'azote est, pour les gaz composés, une propriété additive des éléments ; par contre, il ne semble pas qu'il y ait de relation simple entre le poids atomique des gaz simples et leur pouvoir absorbant ; celui-ci dépend aussi de la dureté des rayons employés.

G. HOFFMANN. — Sur un électromètre de haute sensibilité et son emploi pour la détermination directe de l'ionisation d'une particule α . — P. 480-483.

L'appareil dérive de l'électromètre de Hankel ; une feuille de platine de $\frac{1}{100}$ de millimètre d'épaisseur suspendue à un fil à la Wollas-

ton de 3 μ . de diamètre se trouve dans une boîte d'aluminium fendue dont les deux moitiés correspondent aux deux conducteurs chargés de signes contraires de l'électromètre de Hankel; une deuxième caisse d'aluminium entoure la première.

Les potentiels W_1 et W_2 des deux demi-boîtes sont pris sur des boîtes de résistances ($W_1 + W_2$ est maintenu constant). On peut avoir ainsi, sans déplacement de zéro, une sensibilité de 3.000 millimètres de déplacement pour 1 volt.

La capacité mesurée par la méthode de Harms ⁽¹⁾ est de 8^{cm},4.

Cet électromètre employé pour l'étude de l'ionisation par les rayons β indique une marche régulière du phénomène, tandis que les rayons α du radium C causent des impulsions brusques. On arrive, en diaphragmant, à produire une ionisation plus régulière, ainsi qu'il est à prévoir ⁽²⁾.

O. v. BAEYER. — Variation de la vitesse des rayons β traversant la matière ⁽³⁾.

Les variations produites par l'aluminium ont été étudiées pour des vitesses des rayons β variant de 0,73 à 0,39 de la vitesse de la lumière; quelques mesures ont été faites sur le zinc, le cuivre et le platine (rayons β du thorium A).

K. BERGWITZ. — Sur la détermination de la conductibilité de l'air ionisé sous l'influence de la lumière rouge. — P. 513.

Les rayons calorifiques sont fournis, comme dans les expériences de M. Rossetet ⁽⁴⁾, par un four électrique, mais celui-ci est clos par des plaques de sel gemme; l'air est ionisé par les rayons β du radium. Le résultat est négatif; les observations contraires seraient dues à l'emploi d'un four ouvert.

¹ F. HARMS, *Ph. Z.*, V, p. 47; 1904.

² GEIGER, *Proc. Roy. Soc.*, LXXXIII, A, p. 492; 1910.

³ O. v. BAEYER, O. HAHN, L. MEITNER, *Ph. Z.*, XII, p. 275 (1911); *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 510; 1911.

⁴ C. R. du Congrès international de Radiologie (septembre 1910, Bruxelles, 1911.

O. HAHN, S. MEYER et E. v. SCHWEIDLER. — Relation sur la réunion de la Commission internationale du radium à Paris (25-28 mars 1912). — P. 524⁽¹⁾.

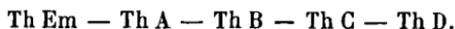
K. FREDENHAGEN. — La cause de l'effet des électrodes incandescentes. — P. 539.

L'auteur a, dans un travail antérieur⁽²⁾, cherché à rattacher l'émission d'électrons par les métaux chauffés aux effets de réaction⁽³⁾; il s'agit cette fois des cathodes de Wehnelt.

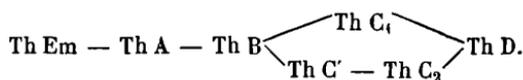
La conductibilité des oxydes chauds est de nature électrolytique; on doit prévoir que le rôle des électrodes incandescentes tient au chauffage électrique. M. Fredenhagen a donc comparé une cathode à la chaux (fil de nickel recouvert de chaux par chauffage, après qu'on l'a mouillé avec une solution de nitrate de calcium). La cathode chauffée dans un four donne des courants toujours faibles, mais mesurables même pour de faibles tensions; au contraire, chauffée électriquement, elle laisse passer des courants très considérables pour de hautes tensions, nuls pour de faibles différences de potentiel.

L. MEITNER. — Sur le schéma de dégradation du dépôt actif du thorium. — P. 623.

Marsden et Barratt⁽⁴⁾ ont remplacé le schéma primitif :



par celui-ci :



M^{lle} Meitner emploie la méthode électrolytique pour préparer le thorium B et étudier les activités α et γ ; par exemple, on peut produire artificiellement l'augmentation de l'une d'elles par introduction de feuilles de nickel précédées ou non d'introduction de chlorure stanneux dans la solution active acidulée. En enlevant les

(1) Voir *le Radium*, mai 1912.

(2) *V. d. D. Ph. Ges.*, XIV, 384; 1912.

(3) HABER et JUST, *Ann. d. Phys.*, XXXVI, p. 308; 1911; — *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 104; 1911.

(4) *Proc. Ph. Soc. L.*, XXIV, 50-61; 1911; — *le Radium*, IX, p. 81; 1911.

feuilles de nickel, on obtient, dans le premier cas, une activité γ plus grande que l'activité α ; dans le second cas, les deux activités ont une marche parallèle.

L'auteur, après discussion, conclut en faveur de l'existence d'une ramification dans le schéma, le thorium D ne provenant que de l'un des corps C.

A. GRUMBACH.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. LXVIII; 1911.

ZELINSKY et ROSANOFF. — Les spectres d'absorption ultra-violettes des combinaisons nitrées. — P. 629-639.

L'introduction du groupe AzO^2 augmente l'absorption et déplace les bandes vers la partie visible du spectre.

GOLODETZ. — La distillation fractionnée par la vapeur d'eau. — P. 644-657.

Pour les substances insolubles et qui ne bouillent pas à température trop élevée, l'entraînement à la vapeur d'eau donne des résultats bien meilleurs que la distillation fractionnée ordinaire; ils sont moins bons quand le point d'ébullition est trop élevé; leur valeur dépend beaucoup du procédé de réfrigération; quant au mécanisme de l'entraînement, il paraît compliqué.

LASAREFF. — Influence de la pression sur la décoloration de certaines substances colorées, dans le spectre visible. — P. 657-660.

Pour beaucoup de colorants organiques, la décoloration est due à la présence de l'oxygène et augmente avec la pression du gaz; pour le bleu de méthylène, la présence de l'oxygène n'est pas nécessaire.

SCHMIDT. — L'absorption. — P. 667-681.

Ce troisième travail a pour but la vérification expérimentale de la formule donnée déjà par l'auteur pour l'isotherme d'absorption :

$$\left(\frac{a-x}{V}\right) S = Kxe^{\frac{A(S-x)}{S}}$$

où x représente la quantité absorbée, a la quantité initiale du corps, v son volume, $\frac{a-x}{V}$ la concentration, S la saturation, c'est-à-dire le maximum de x , A et R deux constantes. L'absorption de CO_2 , CO , C^2H^4 , Az par le charbon obéit à cette loi; A se montre indépendant de la température, alors que K en dépend.

SVEN ODÉN. — La coagulation fractionnée. Relation entre la grosseur des particules et la stabilité des systèmes dispersés. — P. 682-707.

Après avoir fait l'historique de la question, l'auteur décrit la coagulation fractionnée de soufre colloïdal à divers degrés de dispersion par NaCl et celle des solutions d'argent colloïdal par AzO^3AzH^4 ; dans chaque cas, les propriétés des produits séparés ont été étudiées. Les solutions d'argent rouges et jaunes examinées à l'ultramicroscope sont formées uniquement par des amicrons, et c'est seulement pour les solutions pourpres jusqu'au lilas qu'interviennent les submicrons.

La concentration de l'électrolyte nécessaire à la coagulation est d'autant plus grande que le système est plus dispersé; pour des coagulants très intenses, elle varie peu.

SMITS. — Les lignes d'équilibre entre trois phases. — P. 708-724.

Il s'agit de l'étude théorique de la forme des courbes d'équilibre entre trois phases d'une substance qui peut en même temps se dissocier, et ce travail complète la représentation graphique déjà donnée par Van der Waals.

BECKMANN. — Développement de la précision de la méthode ébullioscopique. P. 725-740.

Les irrégularités observées semblent dues à la formation d'un brouillard dans les parties froides de l'appareil. En empêchant sa formation, c'est-à-dire en empêchant par un courant d'air la condensation de la vapeur d'eau dans les parties hautes de l'appareil, les résultats sont bien meilleurs.

T. LXXIX; 1912.

BRUHL. — Spectrochimie de l'azote. — P. 1-54.

Ce travail posthume fait suite à d'autres travaux de Brühl sur le même sujet⁽¹⁾. Il a pour but de refaire pour les combinaisons organiques azotées ce qui a été fait pour les corps ne contenant pas d'azote, c'est-à-dire de rechercher, dans les différentes fonctions organiques azotées, si le passage d'un corps à l'homologue supérieur par addition de CH_2 fait varier de la même quantité la réfraction moléculaire M_d pour la raie D et la différence $M_\gamma - M_\alpha$ des réfractions moléculaires pour les raies γ et α de l'hydrogène.

Les résultats montrent qu'il en est ainsi pour la plupart des séries homologues azotées; il y a cependant un léger écart pour les fonctions à un seul noyau telles que les pyrazines, les pyridines. Mais les corps azotés dont la formule renferme plusieurs noyaux, tels que les quinoléines, les quinoxalines, donnent des valeurs trop grandes pour les augmentations dues à CH_2 .

POMA et TANZY. — Influences des électrolytes sur la constante de dissociation de l'eau. — P. 55-62.

Une théorie de Lewis, destinée à expliquer certains résultats anormaux ne s'accordant pas avec la loi d'Ostwald, est basée sur l'hypothèse que la constante de dissociation électrolytique de l'eau est augmentée par la dissolution d'un sel neutre. Or, des expériences effectuées avec des électrolytes fortement dissociés montrent au contraire une diminution.

LORENZ. — Contribution à la théorie des ions électrolytiques. — P. 63-70.

Ce travail se rapporte à la dissociation des sels fondus; la mesure directe de leur degré de dissociation est impossible; mais on peut, d'après des formules d'Arrhenius et d'Einstein, en connaître une limite supérieure approchée.

) *Z. f. ph. Ch.*, 1895, 1897, 1898.

MARC. — Cristallisation des solutions aqueuses. — P. 71-96.

Dans ce sixième travail, l'auteur indique une série de corps pour lesquels les vitesses de cristallisation et de dissolution sont constantes pour un grand intervalle des vitesses d'agitation.

Même dans ce cas, la cristallisation est momentanément arrêtée par addition de substances colorantes, tandis que cette même addition ne modifie pas ou ralentit un peu la vitesse de dissolution.

Dans tous les cas, en augmentant l'agitation, on n'augmente que très peu les vitesses de dissolution et de cristallisation. Donc la couche immobile au voisinage du cristal garde une épaisseur finie, même pour les très grandes agitations ; elle n'est autre chose que la couche absorbante ; aussi, pour de très grandes agitations, le phénomène dépend uniquement de la vitesse avec laquelle s'établit l'équilibre d'absorption.

L'auteur déduit de là des conclusions relatives à la nature de la dissolution et de la cristallisation.

FAUST. — Le frottement interne des mélanges liquides, sa relation avec la température et les tensions de vapeur. — P. 97-123.

On a étudié à différentes températures les viscosités de onze mélanges binaires organiques dont les tensions de vapeur sont déjà connues. Les cas étudiés peuvent se diviser en trois groupes : ou bien la viscosité obéit à la loi des mélanges, ou bien elle est plus grande ou plus petite que ne l'indique cette loi. Dans ces deux derniers cas, le maximum ou le minimum s'atténuent quand la température s'élève. Enfin, la viscosité est plus grande que ne le veut la loi des mélanges lorsque la tension de vapeur est plus petite et inversement. La relation est moins nette pour les corps dont l'état moléculaire diffère dans le liquide et dans la vapeur.

A. SÈVE.

T. LXXIX ; 1912.

EISENLOHR. — Nouveau calcul de la réfraction atomique.
Les constantes de l'azote. — P. 129-146.

Les éléments polyvalents ont une réfraction atomique variable suivant la nature de la combinaison ; d'après les calculs de l'auteur, on

ne peut affirmer l'existence que de cinq valeurs constantes de la réfraction atomique de l'azote ; dans tous les cas différents, les valeurs sont trop variables. Ces constantes sont celles de l'azote dans les amines primaires, secondaires et tertiaires, dans les carbimides où il est doublement lié avec le carbone et dans les nitriles où il lui est triplement lié.

HOLMBERG. — La catalyse par les cations. — P. 147-167.

On sait déjà que les acides succiniques dihalogénés et racémiques sont détruits par les ions OH ; en se servant de solutions alcalines, on constate que les ions métalliques sont des catalyseurs de cette réaction ; il en est de même pour d'autres acides analogues.

FREUNDLICH et POSNJAK. — La diminution de la vitesse de cristallisation considérée comme un phénomène d'absorption. — P. 168-176.

La vitesse de cristallisation par surfusion est abaissée par la présence d'une impureté dissoute ; or des études d'absorption de diverses substances organiques dans l'acétone ont montré que l'absorption était à peu près la même pour des concentrations moléculaires égales ; la diminution de la vitesse de cristallisation repose donc probablement sur un phénomène d'absorption par la surface du cristal.

BECKMANN. — Déterminations ébullioscopiques au moyen du chauffage par courant alternatif. — P. 177-184.

Les résultats paraissent encore meilleurs qu'avec le courant continu.

LEWIS. — I. Contribution à l'étude de l'état liquide. — II. La compressibilité du mercure. — III. Le mécanisme de la vaporisation. — P. 183-222.

Il s'agit de deux travaux de nature tout à fait différente.

I L'auteur a déjà établi que la compressibilité β d'un liquide était liée à la chaleur latente de vaporisation L , à la température absolue T , au coefficient de dilatation α et à la densité ρ du liquide par la relation $\beta = -\frac{T\alpha}{L\rho}$. Cette formule appliquée à l'eau, l'éther, donne des

résultats conformes à l'expérience; or, appliquée au mercure, elle donne $\beta = 1,30 \times 10^{-6}$ par kg-cm², tandis que les mesures directes, qui sont difficiles, ont donné $\beta = 3,7 \times 10^{-6}$.

2° Le second travail, d'allure théorique, a pour but de rechercher une formule donnant le travail interne nécessaire à la vaporisation.

Deux formules sont en présence; en appelant K la pression interne du liquide, v_0 et v_1 les volumes spécifiques du liquide et de la vapeur

et L_i la chaleur interne de vaporisation, on a ou bien $L_i = \int_{v_0}^{v_1} K dv$

ou bien $L_i = \int_{v_0}^{v_1} v dK$. Les mesures faites sur le mercure, l'argon et

le xénon indiquent que la première formule donne de meilleurs résultats que la seconde. Cependant, ils ne sont pas conformes à ceux de l'expérience et cela tient à l'indécision où l'on se trouve dans le choix d'une relation entre K et v .

WEGSCHEIDER. — Le travail produit par les transformations chimiques.
P. 223-238.

L'auteur a eu l'intention de préciser très exactement le sens et la portée des formules connues au sujet du travail que peut produire une réaction, une discussion entre Nernst et Drucker au congrès de la Société Bunsen ayant rendu cette tâche indispensable.

WEGSCHEIDER. — Les constantes d'équilibre en système hétérogène et pour des pressions non uniformes. — P. 239-244.

Il s'agit d'un complément au livre de thermodynamique chimique de Planck. Dans ce livre on traite de l'équilibre en système hétérogène, mais sous pression uniforme. En considérant maintenant que la pression uniforme, dans chaque phase, varie avec celle-ci, l'auteur arrive à définir de la même façon des constantes de l'équilibre; en général, toutes les formules connues sont encore valables.

KIRSCHNER. — La solubilité du rhodaniure d'argent. — P. 245-247.

WEISSMANN. — L'émission de particules chargées électriquement par un fil de platine incandescent pendant la catalyse du gaz tonant. — P. 257-278.

Ce travail se rapporte principalement à l'influence de la composition du mélange gazeux H, O, Az sur l'émission par le platine incan-

descent vers 850°. L'émission positive, après avoir été entraînée par le courant d'air, reparaît dès qu'on mélange à l'air des traces d'hydrogène ; elle diminue lentement quand la composition du mélange gazeux reste constante ; toutes les expériences prouvent que l'émission positive est une des causes de l'action catalytique. Quant à l'émission négative, elle est extrêmement faible pour les gaz pauvres en hydrogène ; mais elle devient du même ordre de grandeur que l'autre quand la proportion d'hydrogène croît.

RIMBACH et WEITZEL. — Les coefficients de température de la conductibilité de quelques électrolytes dans des dissolvants non aqueux. — P. 279-302.

On a étudié à ce point de vue les dissolutions des chlorures de nickel, cobalt et manganèse dans l'eau, les alcools méthylique et éthylique et l'acétone.

La valeur du coefficient de température de la conductibilité semble dépendre surtout de l'effet de la température sur la fluidité et la constante diélectrique du dissolvant ; en général, la fluidité augmente et la constante diélectrique diminue quand la température s'élève ; ces deux variations agissent en sens inverse et le coefficient de température de la conductibilité sera d'autant plus grand que la fluidité augmentera davantage et que la constante diélectrique diminuera moins.

DAVIDTS. — La dilatation des solutions aqueuses de sels. — P. 303-356.

Ce travail expérimental a porté sur les solutions aqueuses de CaBr^2 , CaCl^2 , BaCl^2 , CuCl^2 et SO^4Cu . Pour toutes, sauf la dernière, on a reconnu l'existence, entre 45° et 65°, d'un certain nombre de températures bien déterminées où il se produit une augmentation brusque et grande du volume. La concentration de la dissolution n'a qu'une influence très faible sur ces températures et sur les dilatations anormales correspondantes.

PLOTNIKOW. — Études photochimiques. — P. 357-376.

Il s'agit de mesures d'absorption lumineuse pour des solutions de brome et de matières colorantes.

On a mesuré le coefficient d'extinction des solutions de brome dans H^2O , C^6H^6 , CCl^4 , CHCl^3 pour quatre radiations du spectre du

mercure, et il en résulte que le brome suit la loi de Beer. Les mêmes mesures ont été faites pour des solutions aqueuses d'érythrosine, de bichromate, etc., et pour leurs mélanges; mais on n'a pas trouvé, dans ce dernier cas, de loi simple.

Les résultats conduisent à admettre que le spectre visible du brome résulte de la superposition partielle de deux bandes d'absorption. Enfin, l'iode dissous dans CCl_4 suit de façon imparfaite la loi de Beer pour le violet.

GRIEB. — L'émission de particules chargées positivement par un fil de platine incandescent pendant la catalyse des gaz tonants à hydrogène et à oxyde de carbone. — P. 377-381.

L'hypothèse ayant été faite que l'effet observé par Weissmann pouvait être dû à la vapeur d'eau formée dans la catalyse de $\text{H}^2 + \text{O}$, l'auteur a entrepris de nouvelles expériences qui justifient celles de Weissmann. D'ailleurs, le mélange tonant $\text{CO} + \text{O}$ n'a aucune influence sur l'émission positive du platine et les phénomènes paraissent bien spécifiques de l'hydrogène.

ÉLISSAFOFF. — L'influence des électrolytes sur l'électroendosmose. — P. 385-420.

Ce travail comprend deux parties, l'une expérimentale et importante, l'autre théorique et très courte. La première est la continuation du travail de Perrin sur le même sujet; les mesures faites au moyen d'une nouvelle méthode ont porté sur les solutions aqueuses de 24 électrolytes minéraux ou organiques à diverses concentrations et à la température ordinaire; tous, sauf les alcalis, produisent une diminution de l'endosmose et la diminution Δv de la quantité de liquide qui traverse est reliée à la concentration de l'électrolyte quand elle est faible par la formule $\Delta v = K \log C + \gamma$, où K et γ sont des constantes pour chaque électrolyte. En général, les cations ont une influence plus grande que les anions. Celle des cations des métaux légers croît rapidement avec la valence. Les ions H , les cations des métaux lourds et des bases organiques ont une influence bien plus grande, de même les sels organiques des métaux légers sont plus actifs que leurs sels minéraux. Dans deux cas seulement, la paroi s'est chargée positivement

L'action de l'électrolyte se produit déjà pour des concentrations

extrêmement faibles ; ainsi une concentration de 4×10^{-6} mol. de nitrate de thorium par litre diminue l'endosmose de 50 0/0.

Au point de vue théorique, l'auteur critique les idées de Perrin et de Haber.

SAHMEN. — Les cristaux mixtes ternaires. — P. 421-455.

Ce travail théorique consiste dans l'application du potentiel thermodynamique à la détermination des diagrammes de température. — Concentration pour deux types de mélanges ternaires avec existence de discontinuités dans le mélange à l'état cristallisé. D'autres cas sont simplement indiqués.

CHRISTOFF. — Relation entre l'absorption et la tension superficielle.
P. 456-460.

Deux résultats importants : 1° la présence de gaz neutres dissous dans les liquides ne modifient pas leurs tensions superficielles ; 2° l'absorption d'un même gaz par divers liquides varie dans le sens inverse de leurs tensions superficielles.

SWINNE. — Relation entre la densité, la tension superficielle des liquides et la température. — P. 461-470.

1° La relation établie par Walden entre la température critique et le module de dilatation peut se déduire de la loi du diamètre rectiligne et du rapport de la densité critique à la densité au zéro absolu.

2° De même la relation de Walden entre la température critique et le coefficient de température de la tension superficielle peut se déduire de la formule exponentielle de Van der Waals donnant la tension superficielle en fonction de la température.

TSCHUGAEFF et OGORODNIKOFF. — La dispersion rotatoire. — P. 471-480

Il s'agit, de l'influence du dissolvant sur l'absorption lumineuse et la dispersion rotatoire des substances colorées. Les expériences ont porté sur sept substances et sur deux dissolvants, le toluène et l'acétone. Avec le premier, les courbes d'absorption lumineuse et de dis-

persion rotatoire sont déplacées vers le rouge par rapport au second ; l'effet du dissolvant sur les deux phénomènes est analogue.

BRÜHL. — La spectrochimie de l'azote. — P. 481-510.

Il s'agit, dans cette partie du travail de Brühl, de la détermination des constantes spectrochimiques de l'azote dans les combinaisons non saturées hétérocycliques, telles que les pyridines, les pyrazines, les pyridazines ; dans le pyrrol, les glyoxalidines, les quinoléines, etc.

Il ne se dégage des résultats aucune loi simple.

NIELS BJERRUM. — La dissociation et la chaleur spécifique de la vapeur d'eau aux températures très élevées, déduites des recherches explosives. — P. 513-536.

Les expériences ont été poussées jusqu'à 3 000 degrés absolus. Elles ont été faites d'après une méthode où l'on détermine les températures d'explosion d'un mélange de gaz tonant avec soit de l'hydrogène, soit de l'azote. Soit T_e la température de l'explosion, p_e la pression à ce moment, p_0 et T_0 les pression et température initiales, m le nombre de molécules de gaz ajoutées au mélange $H^2 + O$, et α le degré de dissociation de la vapeur d'eau à la température d'explosion, on a la relation $T_e = T_0 \frac{p_e \cdot \frac{1,5 + m}{1 + 0,5\alpha + m}}$ d'où l'on tire α ; la chaleur spécifique de la vapeur d'eau se déduit ensuite de la quantité de chaleur mise en jeu.

NIELS BJERRUM. — Même travail au sujet du gaz carbonique. — P. 537-550.

On est allé jusqu'à 3 100 degrés absolus. — La méthode employée est la même, et les résultats prolongent ceux qu'ont donnés déjà d'autres méthodes à des températures plus basses.

SCHREINEMAKERS et VANDEN BOS. — Le système eau-phénol-acide chlorhydrique à 42°. — P. 551-553.

SCHREINEMAKERS et DEUSS. — Le système eau-alcool-sulfate manganoux. P. 554-564.

Il s'agit de la représentation graphique des diagrammes de ces deux systèmes.

BECKMANN.— Régulateurs de pression pour les recherches ébullioscopiques.
P. 563-576.

Descriptions de manostats pour les pressions inférieures ou supérieures à la pression atmosphérique.

FLUGEL.— Détermination du point de congélation des dissolutions aqueuses très étendues. — P. 577-591.

Les recherches ont porté sur les solutions de KCl, ClO³Na, BrO³Na et NaCl.

Les différences de température à mesurer sont inférieures au $\frac{1}{100}$ de degré et le thermomètre à mercure est inutilisable ; la détermination se fait avec une pile thermoélectrique cuivre-constantan, dont la sensibilité atteint $2,5 \times 10^{-5}$ degrés ; les solutions employées sont millinormales.

Les valeurs obtenues se conforment bien à la formule d'interpolation de Jahn, c'est le résultat le plus important. Enfin pour les chlorate et bromate de sodium, on a déterminé les conductibilités à 18°. Elles donnent pour le degré de dissociation des valeurs qui ne concordent pas avec celles que l'on déduit de la cryoscopie ; les différences dépassent les erreurs d'expérience ; il en résulte que nos vues actuelles sur la dissociation électrolytique sont imparfaites.

HANTZSCH et VOIGT. — Le spectre d'absorption des combinaisons nitrées dans l'ultra-violet. — 592-598.

Ce court travail a pour but de montrer la concordance qui existe entre les résultats des auteurs et ceux de Zelinsky et Rosanoff sur le même sujet (*Z. f. ph. Ch.*, t. LXXVIII, p. 629).

ROTH. — Mesures de précision cryoscopiques. — P. 599-620.

Ce premier travail se rapporte aux solutions aqueuses des nitrates de K, Na, Cs, Ag. Pour celui de sodium, la constante de dissociation croît régulièrement quand la concentration passe de $\frac{1}{43}$ à $\frac{1}{3}$ normale,

mais pour les trois autres, elle croît d'abord, puis reste fixe, ces sels n'obéissant pas à la loi d'action des masses. Les causes de la variation de cette constante sont multiples; en particulier, il y a l'hydratation et la polymérisation; les molécules doubles, qui n'existent pas avec le nitrate de sodium, se forment avec les trois autres; les mêmes remarques sont valables pour les chlorures et les iodates alcalins; quant à l'hydratation, elle augmente en général avec le poids atomique du cation.

JOHANSSON. — Les vitesses de réaction dans l'action de différentes bases sur les acides à substitutions halogénées. — P. 621-637.

Les expériences ont porté sur les vitesses avec lesquelles la baryte et la soude décomposent les acides bibromo, bichloro, monobromosuccinique, et les acides acétique monochloré et monobromé.

La baryte agit toujours plus vite et la présence du sel neutre accélère dans tous les cas la décomposition.

LASAREFF. — A propos de mon travail sur le blanchissement du bleu de méthylène dans le spectre visible. — P. 638.

GEBHARD. — Le blanchissement du bleu de méthylène dans le spectre visible. — P. 639-640.

A. SÈVE.

RECHERCHES SUR LES LAMES D'HUILE ÉTENDUES SUR L'EAU (1)

Minimum et maximum d'épaisseur d'une lame sans globule.
Minimum et maximum d'une lame avec globules. — Rapports avec la tache noire.

par M. HENRI DEVAUX.

Les recherches qui suivent sont la continuation de celles exposées en 1904(2).

Le 19 avril dernier, j'ai exposé devant la Société française de Physique l'ensemble des résultats qui font l'objet de cet article, avec des expériences de démonstration. La plupart de ces résultats ont été obtenus en 1907, mais ils ont été contrôlés de nouveau ces temps derniers avant ma communication et même après celle-ci, comme on le verra pages 707 et 708.

Évolution d'une goutte d'huile déposée sur l'eau. — Quand on dépose une goutte d'huile sur l'eau, elle s'étend en une lame qui peut présenter les teintes d'interférences pour une extension convenable. Mais cette phase est toujours fugitive. Bientôt cette lame brillante se perce de taches circulaires, noires, où la surface de l'eau semble libre. Ces taches, plus ou moins nombreuses, selon la nature de l'huile, grandissent progressivement, et chacune d'elles se montre bientôt entourée d'un collier de fines gouttelettes semblables à des perles (fig. 1). Les premières apparues sont situées à la périphérie de la lame, c'est-à-dire dans une région plus mince qu'au centre; elles grandissent très vite et arrivent bientôt à confluer. La même chose se produit ensuite pour les taches du reste de la lame d'huile, de sorte que celle-ci est transformée à la fin en un ensemble de gouttelettes variées, éparses à la surface de l'eau, qui apparaît de nouveau comme libre et uniformément sombre.

En réalité, malgré l'apparence, *la surface de l'eau est alors couverte encore entre les globules par une lame d'huile très mince; et la persistance de cette phase finale démontre que c'est sous cette forme*

Communication faite à la Société française de Physique : Séance du 19 avril 1912.

- H. DEVAUX, *Recherches sur les lames très minces liquides ou solides Proc.-b. Soc. sc. phys. de Bordeaux*, novembre 1903; *Membranes de coagulation par le contact de l'albumine avec l'eau (Proc.-verb. Soc. sc. phys. de Bordeaux*, janvier 1904; *Comparaison de l'épaisseur critique des lames très minces avec le type théorique de la molécule (Proc.-verb. Soc. sc. phys. de Bordeaux* (avril 1904); *Sur l'épaisseur critique des solides et des liquides réduits en lames très minces*. Voir *Bulletin des Séances de la Soc. fr. de physique*, p. 24, année 1904).

discontinue seulement que l'huile déposée sur l'eau est en équilibre à peu près statique.

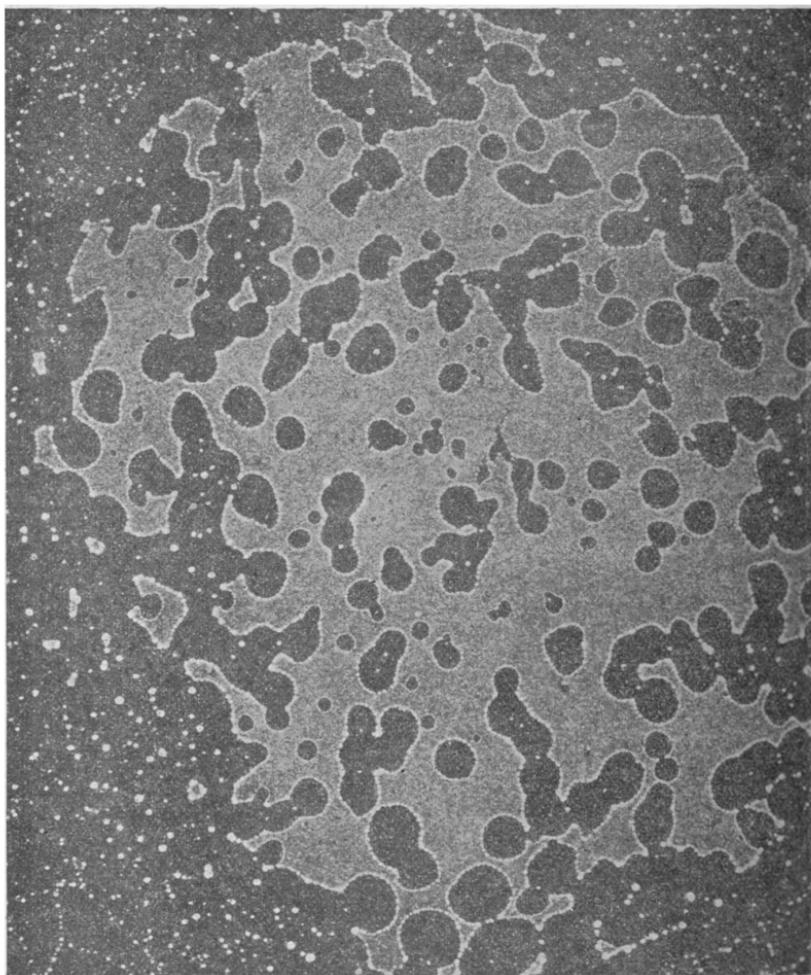


FIG. 1.

Il est donc nécessaire de distinguer deux phases dans l'évolution d'une goutte d'huile, une *phase évolutive*, toujours fugitive, et une *phase statique*, terminant l'évolution.

Cette évolution varie du reste, comme on doit s'y attendre, avec la nature de l'huile considérée (elle varie aussi avec l'épaisseur, la tem-

pérature, l'état hygrométrique de l'air, etc., etc. ; l'étude de ces influences demanderait des développements très étendus). Rapide pour l'huile d'olive et l'huile de colza avec taches noires souvent grandes, elle est lente pour l'huile de lin, avec taches noires tardives, très petites, mais très nombreuses. La plupart des autres huiles, végétales et animales, se classent dans des catégories intermédiaires, sauf l'huile de ricin et l'acide oléique, pour qui la phase des taches noires peut manquer, mais qui se résolvent finalement en disques comme les autres.

Tomlinson a décrit, il y a longtemps⁽¹⁾, les aspects variés que l'on rencontre ainsi et s'en est servi pour caractériser les huiles et les autres liquides s'étendant sur l'eau. Il signale, en particulier, la formation fréquente des taches noires, qu'il appelle des trous et la résolution finale en disques.

Taches noires des lames d'huile. — Il est singulier que les physiiciens n'aient pas été frappés, depuis longtemps, de l'étonnante ressemblance de ces trous des lames d'huile avec les taches noires des lames d'eau de savon : le mode subit d'apparition, la forme circulaire, le diamètre habituel et l'agrandissement progressif sont très analogues, et chaque trou est occupé réellement par une lame d'huile dont l'épaisseur est tout à fait analogue à celle d'une tache noire de bulle de savon.

Les trous des lames d'huile sont, il est vrai, toujours plus nombreux, et de plus ils s'entourent à la fin de gouttelettes, puis confluent entre eux.

En réalité, les lames d'eau de savon montrent souvent plusieurs taches noires simultanées, surtout un peu avant le moment de la rupture. De plus, ce qui est spécialement intéressant, Herbert-Stansfield²⁾ a décrit, autour de ces taches noires des lames d'eau de savon, des colliers de disques ou de granules, qui correspondent tout à fait à ce que montrent les lames d'huile ; seulement les lames d'eau de savon n'étant jamais horizontales, la pesanteur entraîne souvent ces parties épaissies loin de leur lieu d'apparition. La confluence des taches n'est pas non plus spéciale aux lames d'huile.

Le phénomène est donc le même, la différence tenant essentiellement aux conditions si distinctes dans lesquelles il apparaît : pellicule indépendante et à deux faces pour l'eau de savon, pellicule

Phil. Mag., 4^e série, t. XXII 1861, XXIII 1862 et XXVIII 1864.

- *Proceedings of the Roy. Soc.*, 1906, p. 311.

adhérente à l'eau et supportée par elle dans le cas de l'huile. Il en résulte que l'étude de l'évolution des lames d'huile peut nous éclairer sur le sort final que subirait une lame d'eau de savon si elle ne se rompait pas ; elle se réduirait en une grande lame noire, très mince, parsemée de parties épaisses circulaires, disques ou gouttelettes.

De semblables lames noires, très grandes ont du reste été réalisées, même sur les pellicules d'eau de savon, par Reynold et Rucker⁽¹⁾, dans les belles recherches que ces auteurs ont faites de 1877 à 1893. C'est sur ces lames qu'ils ont déterminé l'épaisseur de la tache noire : ils l'ont trouvée sensiblement uniforme et égale à 12 μ . Johonnot a établi ensuite qu'il peut exister aussi des lames deux fois plus minces, soit 6 μ .⁽²⁾ Il vient dès lors tout spécialement intéressant de mesurer aussi l'épaisseur de la lame noire des huiles pour la comparer à celle des bulles de savon. Cette mesure ressortira des études suivantes.

Sur l'épaisseur des lames noires. — Il résulte de l'observation même de l'évolution des lames d'huile que la lame noire continue, qui subsiste entre les globules à la fin de l'évolution, représente l'ensemble des petites taches noires circulaires devenues confluentes. La mesure de l'épaisseur de la lame noire entre les globules nous donnera donc celle de l'huile existant dans une tache circulaire. Toutefois l'expérience démontre que cette lame noire peut présenter des tensions variées selon la grosseur et peut-être aussi selon le nombre des globules dont elle est semée. Car, lorsqu'une lame à fins globules existe à côté d'une lame à gros globules elle se rétracte toujours aux dépens de celle-ci. On doit en conclure que ces lames noires n'ont pas la même épaisseur, c'est-à-dire que la lame à fins globules possède une épaisseur plus faible que celle à gros globules. Il en est bien ainsi, comme on va le voir.

D'autre part, j'ai démontré en 1904⁽³⁾ que l'on peut avoir sur l'eau des lames d'huile formant une couche continue et sans gouttelettes. Ces lames sont caractérisées par ce fait qu'elles possèdent un minimum d'épaisseur, pour lequel elles ont exactement la tension superficielle de l'eau pure (*phase d'extension maxima*); si on les

(1) A.-W. REYNOLD et A.-W. RUCKER, *Proceedings Roy. Soc. of London*, 1877; *Phil. Trans. Roy. Soc. of London*, part II, 1881, 1883; *Philos. Magaz.*, vol. XIX, 1885; *Philos. Trans. R. S. Lond.*, part II, 1886; *Wied. Ann.*, t. XLIV, 1891; *Philos. Trans. R. S. Lond.*, t. CLXXXIV, 1895.

(2) JOHONNOT, *Phil. Mag.* (5), XLVII, p. 501; 1899.

(3) *Loc. cit.*

rétrécit pour les épaissir, leur tension baisse très rapidement et devient vite très voisine de celle d'une surface d'huile (1). La variation considérable de la tension pour de très faibles variations de l'épaisseur m'a fait nommer celle-ci *épaisseur critique*, et je m'en suis servi pour mesurer cette dimension, qui s'est trouvée très voisine du diamètre théorique de la molécule (2).

Si l'on continue à rétrécir une lame d'huile pour dépasser son épaisseur critique, sa tension ne diminue plus que très lentement,

¹ En répandant un peu de poussière de camphre sur la lame d'huile au maximum d'extension, puis un peu de talc, on voit les grains se mouvoir vivement. En écartant le talc, ils donnent des apparences de tétards. Si on rétrécit la surface de moitié, tout s'arrête subitement avec rapprochement du talc autour de chaque particule de camphre.

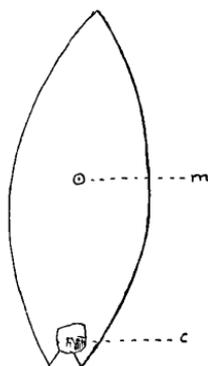


FIG. 2.

On peut aussi mettre sur l'eau le petit bateau en papier d'étain que j'ai imaginé en 1888 (voy. *la Nature*, avril 1888) et qui est représenté ci-contre (fig. 2 en grandeur naturelle). Un menu fragment de camphre est collé à l'arrière avec de la cire à ca heter, sur une partie taillée en queue d'aronde. Un petit mât terminé par une banderolle est fixé aussi au milieu. Cette petite nacelle, posée sur l'eau pure, se place d'un mouvement continu et rapide, perceptible de tous les points d'une salle.

Je m'en suis servi le 19 avril à Paris. Posé d'abord sur une eau garnie d'huile au maximum d'extension, il marchait comme sur l'eau pure, donnant en arrière un large sillage par écartement du talc, avec une trépidation marquée au contact du camphre à l'endroit correspondant à l'hélice d'un bateau. Je rétrécis : aussitôt le sillage devient moins large, le bateau se ralentit. Je rétrécis davantage : brusquement le bateau est immobilisé. J'élargis, il marche de nouveau.

On peut ainsi par de simples déplacements d'une barrière capillaire (une bande de papier montrant à tout un auditoire l'effet des variations brusques et considérables que subit la tension superficielle de l'eau couverte d'une lame d'huile à l'épaisseur critique. C'est une expérience très simple à réaliser et très démonstrative.

Loc. cit.

comme lord Rayleigh l'a démontré (1), et nous pouvons nous demander dès lors pour quelle épaisseur les globules apparaissent.

Nous sommes ainsi amenés à distinguer les cas suivants dans l'étude générale de la lame noire de l'huile étendue sur l'eau :

- 1° lame sans globules : minimum et maximum d'épaisseur ;
- 2° lame avec globules : minimum et maximum d'épaisseur.

I. — LAME SANS GLOBULES : MINIMUM ET MAXIMUM D'ÉPAISSEUR.

1° **Minimum.** — J'ai établi, dans mes recherches antérieures, qu'à la phase critique l'huile d'olive possède une épaisseur comprise entre 0,9 et 1,3 μ , c'est-à-dire qu'entre ces limites l'huile sur l'eau passe de la tension superficielle de l'eau pure à une tension à peine supérieure à celle de l'huile pure. J'ai montré également que cette épaisseur est très voisine du diamètre attribué à la molécule.

Depuis cette époque, les recherches de Perrin ont permis de calculer avec une précision admirable, pour une molécule quelconque, le diamètre moyen. Si l'on fait ce calcul pour le *trioleate de glycérine*, partie essentielle de l'huile d'olive, on trouve 1,13 μ avec une précision portant sur les centièmes de micromicrons. Cette valeur est, comme on le voit, comprise dans les limites que j'avais données pour l'épaisseur critique des lames d'huile, ce qui confirme la conclusion que ces lames sont constituées par des molécules formant une couche vraiment simple à la surface de l'eau.

Nouvelles mesures. — Mais on peut serrer encore de plus près la valeur théorique des dimensions moléculaires. On peut, par exemple, établir sans difficulté l'épaisseur de la lame d'huile, non pas pour les deux limites entre lesquelles sa tension varie beaucoup, mais pour une tension *intermédiaire* facile à préciser. On aura ainsi non plus deux valeurs, mais une seule, qu'il sera plus facile de comparer au diamètre théorique de la molécule.

J'ai pris des mesures de cette manière en 1907 sur l'huile d'olive, en adoptant comme phase constante celle où la lame d'huile, étant presque en extension maxima, a une tension très voisine de l'eau pure. Cette phase correspond au point d'inflexion de la courbe des tensions de l'huile, en partant de la tension maxima, laquelle est identique à la tension de l'eau pure.

(1) LORD RAYLEIGH, *Phil. Mag.*, vol. 1899.

Mode opératoire. — Voici comment j'opère.

Une cuvette à photographies en verre de 281 sur 223 millimètres, soigneusement nettoyée, est posée sur du papier noir et remplie d'eau ordinaire jusqu'aux bords. Ceux-ci ont été légèrement paraffinés. On pose alors à plat sur l'eau une feuille de papier mince pour enlever toutes les impuretés modifiant la tension de cette surface.

Je me sers à cet effet d'un papier très commun dans le commerce et qu'on emploie dans les boulangeries pour envelopper les pains de luxe ; mais beaucoup d'autres papiers donneraient le même résultat. La feuille mouillée est enlevée et remplacée par une autre, à deux ou trois reprises.

Je m'assure alors qu'aucune impureté ne subsiste sur l'eau, en y répandant un voile léger d'une poudre très fine (talc) avec un tamis.

En soufflant ensuite horizontalement et d'un peu loin, on voit les grains de talc épars fuir sans effort et se rassembler à l'autre bout de la cuvette, où ils forment bientôt une surface *continue* semblable à du verre dépoli. On peut alors être certain qu'aucune impureté ne gênait le rassemblement des grains. Si au contraire une trace d'huile ou d'une autre impureté analogue existait quelque part, le talc refuse de s'y rassembler, car l'impureté reste comme une enclave très visible ; il faut procéder alors à un nouvel essuyage.

Une fois la surface de l'eau rigoureusement propre, on y dépose, avec un compte-gouttes calibré, une ou deux gouttes d'une solution titrée d'huile dans la benzine pure. Je me suis servi en dernier lieu d'une solution contenant exactement 1 centimètre cube d'oléine pure (trioléate de glycérine) pour 1.000 centimètres cubes et d'une pipette donnant 50 gouttes de cette solution pour 1 centimètre cube.

Une goutte contient donc $\frac{1}{50\ 000}$ de centimètre cube d'huile, et je dépose deux de ces gouttes sur l'eau.

Aussitôt tombées, ces gouttes s'étendent sur la totalité de la surface de l'eau, et l'évaporation de la benzine est quasi instantanée, laissant un résidu d'oléine égal à $\frac{2}{50\ 000}$ ou $400 \cdot 10^{-7}$ centimètres cubes. Des mesures antérieures m'ayant démontré que cette quantité d'huile est incapable de couvrir la totalité de la surface disponible, je souffle de loin pour rassembler le voile invisible à l'extrémité éloignée de la cuvette, comme je le faisais tout à l'heure pour le talc, et je répands aussitôt sur l'extrémité la plus rapprochée un

léger voile de poudre avec le tamis. Le talc tombe ainsi sur de l'eau libre E (*fig. 3*), il fût emporté par le souffle, mais on le voit brusquement arrêté le long d'une barrière TT' invisible et des plus nettes,

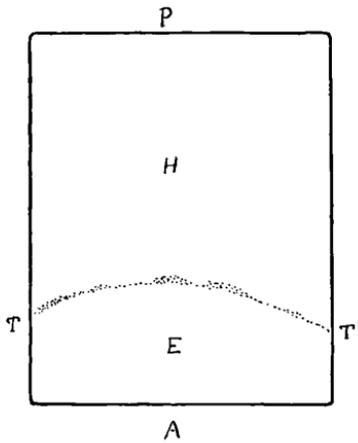


FIG. 3.

constituée par la lame d'huile H. L'arrêt est d'une netteté saisissante.

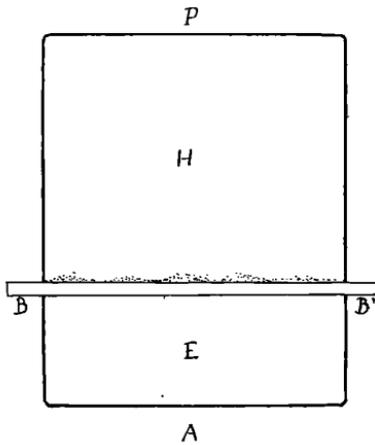


FIG. 4.

On applique alors, sur la partie de l'eau sans huile, une bande de papier BB' (*fig. 4*) pour faire une barrière capillaire à bord rectiligne. Cette barrière est rapprochée doucement de la bande de talc,

qu'elle redresse comme on le voit sur la figure (1). Si alors on resserre un peu plus la barrière, on voit les grains de talc situés juste à la limite de l'huile, et plus ou moins distants les uns des autres parce qu'ils sont légèrement huilés, subir un resserrement brusque entre l'huile et le papier. On recule la barrière, et l'on voit tout à coup ces mêmes grains redevenir libres, flottant côte à côte sans résistance. Par de petits mouvements brusques en avant ou en arrière, j'arrive ainsi à préciser, à quelques millimètres près, la limite à laquelle le voile d'huile est *un peu* resserré, à peine, c'est-à-dire au début du changement de tension.

C'est à cette limite que je prends une mesure, en déterminant, au moyen d'un double décimètre, la longueur de la nappe d'huile; sa largeur est déterminée une fois pour toutes.

Résultats. — Voici, à titre d'exemple, les longueurs trouvées le 18 avril 1912, en vue de la communication que j'ai faite le lendemain.

Avec 2 gouttes.....	162 millimètres
— 2 —	168 —
— 2 —	167 —
— 2 —	167 —
— 2 —	164 —
— 2 —	158 —
— 2 —	163 —
— 2 —	172 —
— 2 —	155 —
— 2 —	155 —
Soit avec 20 gouttes.....	1631 millimètres

La longueur moyenne était donc pour 2 gouttes de 163^{mm},1. La cuvette ayant 223 millimètres de large, la surface moyenne des lames était de :

$$S = 16,31 \times 22,3 = 3\,637,13 \text{ centimètres carrés.}$$

Or le volume d'oléine correspondant à 2 gouttes est de $400 \cdot 10^{-7}$ centimètres cubes. L'épaisseur de la lame était donc de :

$$\frac{V}{S} = \frac{400 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3}{3\,637,13} = 1,10 \mu\mu.$$

Avec une approximation allant de 1,04 $\mu\mu$ pour la lame qui mesurait 173 millimètres de long) à 1,15 pour celles à 155 millimètres .

Il est encore meilleur de rassembler le talc répandu sur l'eau libre par la ban de papier elle-même.

La valeur ainsi trouvée ne diffère que de $0,03 \mu\mu$ du diamètre théorique de la molécule d'oléine ($1,13 \mu\mu$ d'après la formule de Perrin), et l'on conviendra que cette coïncidence est remarquable.

En 1907, j'avais déjà pris des mesures semblables sur l'huile d'olive. En recherchant ces anciennes mesures, j'ai eu la surprise de constater qu'elles m'avaient donné la même valeur moyenne $1,10 \mu\mu$.

Voici du reste le tableau des résultats obtenus alors :

2 gouttes	ont donné	517 centimètres carrés	
1	—	236	—
2	—	450	—
2	—	466	—
2	—	475	—
2	—	479	—

Soit au total 11 gouttes ayant donné 2623 centimètres carrés.

Or 1 goutte contenait $261 \text{ cm}^3 \cdot 10^{-7}$ centimètres cubes d'huile.

On en déduit l'épaisseur moyenne suivante :

$$\frac{V}{S} = \frac{261,3 \times 11 \times 10^{-7}}{2623} = 1,096 \mu\mu.$$

Contrôle des résultats. — La coïncidence de l'épaisseur des lames d'huile déterminée expérimentalement, avec le diamètre théorique des molécules est remarquable. Mais il suffirait que la benzine, le papier ou la cuvette abandonnassent des traces d'impuretés pour modifier au moins les centièmes de micron. C'est ce que j'ai cru tout d'abord et je le croyais encore il y a peu de temps.

Lors de ma communication à la Société de Physique, le 19 avril 1912, j'ai considéré, en effet, comme probable que la benzine dont je m'étais servi avait dû abandonner une impureté, de telle sorte qu'en donnant comme exemple les mesures faites en 1907, je crus devoir adopter la valeur corrigée $1,15 \mu\mu$ au lieu de la valeur trouvée $1,10$.

En réalité, il n'y a pas lieu d'opérer cette correction, si petite pourtant : j'ai pu m'en assurer tout récemment de la manière suivante.

Après avoir délimité à la surface de l'eau une surface très petite, 10 à 12 centimètres carrés, au moyen d'un fil paraffiné flottant, j'ai reconnu tout d'abord que, si la benzine abandonne un résidu, il est tellement faible que la correction à apporter serait inférieure à $0,003 \mu\mu$. En faisant évaporer d'autre part deux gouttes de la solution sur cette surface limitée, puis en provoquant l'élargissement du résidu dans un espace limité par du verre ou du talc, j'ai complètement évité

les traces d'impuretés pouvant venir du papier. Les longueurs du voile ainsi formé ont été trouvées dans quatre expériences de 162, 172, 164 et 166 millimètres. Ce sont des longueurs tout à fait semblables à celles citées plus haut. Il n'y a donc aucune correction à faire à cause des impuretés.

Influence propre du liquide servant de support. — Une autre objection vient à l'esprit, l'eau qui sert de support à la lame d'huile peut, par elle-même, modifier la constitution même de l'huile, de sorte que les molécules de la lame mince ne seraient plus identiques à celles de l'huile pure. J'ai observé depuis longtemps certains faits singuliers qui prouvent qu'en effet le support de l'huile exerce une influence sur celle-ci, de sorte que le phénomène est en réalité moins simple qu'il ne paraît à première vue. Mais, s'il y a de ce côté des points à éclaircir, il est certain d'autre part que les huiles ne sont pas les seules substances qui, réduites en lames au maximum de minceur, donnent les dimensions théoriques des molécules. J'ai démontré en effet, en 1904, qu'on trouve des concordances semblables pour des substances solides variées. Ces concordances, existant aussi pour les lames d'huile au maximum d'extension, ne s'expliquent qu'en admettant que ces lames sont vraiment constituées par un plan d'une seule couche de molécules.

Conclusion. — Donc la conclusion de cette première partie est la suivante: *Le minimum d'épaisseur d'une lame d'huile posée sur l'eau sans globules est d'environ 1,10 $\mu\mu$; ce minimum est sensiblement lentique au diamètre théorique de la molécule d'huile 1,13 $\mu\mu$.*

2 Maximum d'épaisseur d'une lame sans globules. — a *Principe de la méthode de mesure des lames au-dessus du minimum.* — Si le minimum d'épaisseur des lames d'huile est une limite facile à apprécier et même à mesurer, grâce à la variation brusque et considérable qu'y subit la tension superficielle pour de très faibles variations d'épaisseurs (1), il n'en est pas de même des autres limites. Car les que l'épaisseur critique est dépassée, la tension superficielle change à peine même pour de très fortes variations d'épaisseur. Il est donc beaucoup plus facile de mesurer la lame noire à son minimum

En réalité, l'huile s'étend un peu au delà, par une sorte d'élasticité qui n'est pas sans analogie avec celle des gaz. Mais cette extension libre est très faible sur les huiles neutres; et, comme il est évident qu'alors il y a simple écartement des molécules, j'ai préféré mesurer l'épaisseur moléculaire.

qu'à toute autre épaisseur plus grande. Mais, comme il est toujours possible, par simple élargissement, de passer d'une lame plus épaisse à une lame plus mince, la difficulté peut être tournée. Il suffira, dans tous les cas, de choisir une lame d'huile sans globules ayant l'épaisseur considérée, en isoler une surface S' puis élargir cette surface jusqu'à l'épaisseur minima. Le rapport $\frac{S'}{S}$ indiquera le rapport des épaisseurs ; et, comme l'épaisseur minima est connue, on aura l'autre en multipliant par ce rapport.

b) *Mode opératoire.* — Pour la détermination du maximum d'épaisseur d'une lame d'huile sans globules, je procède de la manière suivante.

A l'aide d'un fil de verre, je dépose sur l'eau de la cuvette une petite goutte ayant quelques dixièmes de millimètre cubes. Elle s'étend en un voile qui se résout extrêmement vite en une multitude de petites gouttelettes éparses sur la lame noire.

Une feuille de papier est alors posée sur la plus grande partie de la surface et retirée lentement en arrière. On voit aussitôt les globules qui occupent le reste de la surface s'élargir en autant de disques brillants qui se résolvent en gouttes plus fines. En répétant l'opération d'essuyage partiel à plusieurs reprises, on fait disparaître progressivement les globules avec transformation momentanée en disques multicolores ou d'un blanc éclatant. A la fin, la surface entière de l'eau semble noire, mais il existe encore de fins globules que l'on peut apercevoir en produisant l'élargissement par saccades. Chacun d'eux brille un instant comme un éclair, et disparaît.

La fin du phénomène est cependant délicate à apprécier, surtout pour certaines huiles qui donnent des globules particulièrement fins. On répand alors un léger voile de talc, puis on élargit un peu, et l'on voit aussitôt le talc s'écarter brusquement en petits cercles correspondant aux très petites globules qui subsistaient sur l'eau.

Le tableau suivant résume les résultats obtenus de cette manière en mai 1907, en donnant seulement les moyennes des rapports obtenus :

Huile de lin.....	1,8
— ricin.....	1,7
— coton.....	1,3
— noix.....	1,1
— pieds de bœuf.....	1,7
— colza.....	1,7
Acide oléique.....	1,8

Pour opérer plus facilement, on peut aussi partir d'une lame d'huile sans globules et qui, en extension maxima, n'occuperait qu'environ la moitié de la surface de la cuvette. Cette lame étant resserrée à $1/4$ environ de sa valeur, puis poudrée (très peu, reçoit en un point une *trace* d'huile au moyen de la pointe très fine d'un fil à peine huilé. Il se produit un petit cercle dans le talc. Quand on élargit, ce cercle grandit lentement d'abord, comme le reste du voile général; puis tout à coup il s'élargit brusquement. Cette *pulsation* correspond à la phase d'étalement des fins globules qui occupaient la tache.

On note la longueur de l'ensemble du voile d'huile à cette phase de pulsation; elle correspond à la surface S du maximum d'épaisseur, puisque les derniers globules viennent de disparaître. On élargit ensuite pour avoir la surface S' correspondant au minimum d'épaisseur. On a ainsi S et S' comme dans le cas précédent.

Les résultats suivants ont été obtenus récemment par ce procédé, sauf ceux pour l'huile de ricin, pour laquelle le premier mode d'examen est plus sensible.

	<i>Lin.</i>	Rapport
23 mai S =	92 137 136 130 122 151 159 151 167 165	$\frac{S'}{S} = 1,15$
S' =	135 143 148 150 158 180 181 190 185 188	
	<i>Lin.</i>	
23 mai S =	128 130 130 132 131 130 133 133 152	$\frac{S'}{S} = 1,18$
S' =	146 151 154 155 156 157 154 154 187	
	<i>Ricin.</i>	
23 mai S =	74 75 77 76 79 80	$\frac{S'}{S} = 1,53$
S' =	116 114 115 117 121 120	
	<i>Trioléine pure récente.</i>	
23 mai S =	117 108 108 109	$\frac{S'}{S} = 1,28$
S' =	136 135 135 135	
	<i>Pieds de mouton.</i>	
24 mai S =	140 117 101 106 115 116 81 86 90 130	$\frac{S'}{S} = 1,16$
S' =	154 140 121 122 132 132 88 103 103 150	
	<i>Trioléine pure récente.</i>	
23 mai S =	85 75 80 84 83	$\frac{S'}{S} = 1,32$
S' =	110 106 106 108 109	

	<i>Trioléine</i> (vieille de 4 ans).													
25 mai	S =	95	90	97	91	95								$\frac{S'}{S} = 1,27$
	S' =	118	120	120	120	120								
	<i>Olive.</i>													
25 mai	S =	80	79	116	111	116	116	123	126	134				$\frac{S'}{S} = 1,27$
	S' =	95	64	153	154	153	153	153	165	165				
	<i>Foie de morue.</i>													
25 mai	S =	109	109	107	106	103	102	143	141	145				$\frac{S'}{S} = 1,16$
	S' =	138	128	128	126	124	123	165	172	169				
	<i>Noix.</i>													
27 mai	S =	143	135	124	97	91	96	95	116	124	115	108	116	$\frac{S'}{S} = 1,18$
	S' =	161	159	142	114	112	114	111	134	134	136	133	136	
	S =	119	119	119	123									
	S' =	141	145	143	141									
	<i>Olive.</i>													
28 mai	S =	136	137	147	144	141	151	160	167	71	97	109	123	$\frac{S'}{S} = 1,21$
	S' =	164	167	173	180	174	176	192	199	83	98	136	152	
	<i>Olive.</i>													
29 mai	S =	112	108	114	123	126	146	156	143	148	146			$\frac{S'}{S} = 1,22$
	S' =	138	138	145	157	155	178	180	175	179	178			

Le tableau suivant résume l'ensemble des rapports ainsi obtenus :

Trioléine.....	1,32	1,27	1,28
Olive.....	1,27	1,21	1,22
Lin.....	1,18	1,15	
Noix.....	1,18		
Foie de morue.....	1,16		
Pieds de mouton.....	1,16		
Ricin.....	1,53		

Résultats. — Comme on le voit, le rapport des épaisseurs $\frac{\text{maxima}}{\text{minima}}$ d'une lame d'huile sans globules diffère un peu d'une huile à une autre huile, mais il est toujours inférieur à 2. Ce rapport est même ordinairement très voisin de 1, de sorte qu'une lame d'huile étendue sur l'eau présente un maximum à peine supérieur à son minimum.

Autrement dit, *il ne peut y avoir de lame d'huile ayant plus d'un*

molécule d'épaisseur, sans rassemblement de presque tout l'excédent en globules.

Formation d'une buée d'huile sur une lame rétrécie. — Les faits précédents permettent de comprendre un fait curieux et intéressant. Si l'on rétrécit fortement une lame d'huile prise à l'extension maxima, de manière à réduire sa surface à $1/10$ ou $1/20$ de sa valeur, on s'aperçoit que cette surface a perdu son éclat, elle est devenue terne et comme couverte d'une buée très fine. On peut, en effet, s'assurer au microscope que l'huile a donné une multitude de gouttelettes très fines, ayant des dimensions variées (10μ , 5μ , 1μ et au-dessous). En opérant au soleil, j'ai pu voir la buée apparaître bien avant que la surface fût réduite à la moitié de sa valeur. C'est une nouvelle démonstration de ce que nous avons reconnu plus haut, une preuve directe que, *dès qu'une lame d'huile est rétrécie et tend à avoir plus d'une molécule d'épaisseur, elle forme des globules où se rassemble presque tout l'excédent de l'huile.*

II. — LAME AVEC GLOBULES : MINIMUM ET MAXIMUM D'ÉPAISSEUR.

Considérons maintenant le cas d'une lame d'huile parsemée de globules. Cette lame est très mince, puisqu'elle est noire. Elle doit pourtant avoir des épaisseurs variées, comme nous l'avons dit plus haut p. 709), puisque de deux lames situées sur une même surface d'eau, celle à globules fins se rétracte toujours aux dépens de celle à gros globules. La surface de l'eau possédant de fins globules a donc une tension superficielle un peu plus forte, ce qui doit être dû à ce qu'elle est couverte d'une lame d'huile un peu plus mince que l'autre. Le minimum d'épaisseur doit correspondre aux lames qui ont des globules rares et très petits, le maximum aux lames parsemées de grosses gouttes.

1° **Minimum.** — L'épaisseur minima d'une lame d'huile avec globules est identique à l'épaisseur maxima d'une lame sans globules. Ce fait ressort du procédé même qui a servi à établir cette limite commune.

Ce minimum est moindre que deux diamètres moléculaires.

2° **Maximum.** — Si l'on met sur l'eau plusieurs grosses gouttes d'huile, ces gouttes finissent par donner aussi un ensemble discontinu représenté par des disques épais et de grand diamètre, épars sur une lame noire générale. Cette lame noire possède l'épaisseur maxima qu'il s'agit de déterminer.

Choix de la méthode. — La première idée qui m'est venue pour déterminer le maximum d'épaisseur a été de chercher à rétrécir une lame ayant l'épaisseur critique jusqu'à la mettre juste en équilibre avec de gros disques d'huile sur la même eau. Une fois cet équilibre atteint, on n'aurait qu'à multiplier l'épaisseur primitive par l'inverse du rapport des surfaces.

En opérant ainsi, j'ai reconnu qu'il fallait rétrécir la surface d'une manière considérable, et jusqu'à 26 fois sa valeur primitive, de sorte que l'épaisseur serait devenue 26 fois plus grande! En même temps on voyait apparaître sur le voile rétréci la buée très fine signalée ci-dessus (p. 713).

Le microscope montre une multitude de très fines gouttelettes d'huile dont les plus grosses peuvent atteindre 20μ , mais dont les plus fines ont moins de 1μ d'épaisseur.

Le voile ainsi rétréci n'est donc plus homogène et la méthode est absolument sans valeur.

J'ai dû alors recourir au procédé par extension qui nous a déjà servi, en le modifiant pour le cas particulier des taches noires en équilibre avec de grandes masses d'huile.

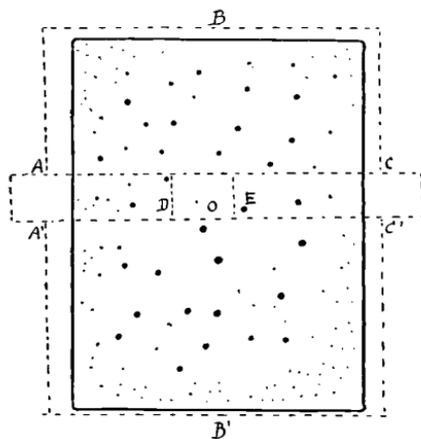


FIG. 3.

La seule difficulté est de réaliser des lames noires d'assez grandes dimensions et qui soient en même temps dépourvues de tout globule. Cette difficulté est réelle, car la plupart des lames noires que l'on obtient sont parsemées de gouttelettes plus ou moins fines. Il en est ainsi, par exemple, dans celles que l'on voit sur la *fig. 3*. Dans une

expérience réalisée le 23 mai 1907, j'ai pourtant réussi à en obtenir une sur laquelle j'ai pris des mesures. Je cite cette expérience d'après mes notes.

« 23-24 mai 1907 : *Essai d'isolement d'une partie sans globules.* — Je dépose sur l'eau de la cuvette peu profonde (pour éviter les perturbations dues à l'agitation de l'eau, inévitables sur eau profonde d'abord une petite goutte d'huile de noix pour garnir la surface de l'eau, puis une grosse goutte. Celle-ci s'étend lentement, donnant à la fin des disques larges et peu nombreux, surtout à la périphérie, séparés par des espaces libres atteignant 3 à 4 centimètres de diamètre. Libres, c'est-à-dire sans aucune goutte visible, mais occupés par la lame noire dont il s'agit de mesurer l'épaisseur.

« Je pose deux feuilles de papier ABC, A'B'C' de part et d'autre d'un de ces espaces tels que O (*fig. 5*), puis deux bandes D et E de dimensions à peine plus grandes ou juste égales, à l'espace AA', CC'; dès lors la surface O seule paraît.

« Je talque cette surface, puis je retire doucement la bande E ou la bande D. Je constate ainsi : 1° qu'il n'y a aucune gouttelette même invisible, car aucun cercle n'apparaît dans le talc; 2° qu'après avoir augmenté la surface de manière à la doubler, on atteint l'épaisseur critique. Il est certain qu'il ne faut pas tripler la surface.

« On peut donc affirmer en toute certitude que lorsque de l'huile est en abondance sur l'eau, de telle sorte qu'elle forme de nombreux disques très grands, la lame invisible qui existe entre les globules à la surface de l'eau a une épaisseur moindre que 3 fois l'épaisseur critique, c'est-à-dire $< 4 \mu\mu$. Il est même probable que cette épaisseur est moindre que $2 \mu\mu$, mais je n'oserais l'affirmer. »

Autrement dit, aucune lame continue ne peut rester stable sur l'eau sous une épaisseur notablement supérieure ou peut-être même égale à 2 molécules, quelle que soit l'épaisseur des masses d'huile laissées à côté.

Maximum de discontinuité. — Nous sommes ici en présence du maximum de discontinuité des lames d'huile sur l'eau.

On peut en effet facilement avoir sur l'eau des disques ayant 1 millimètre et plus d'épaisseur. J'ai reconnu par exemple que 1 centimètre cube d'huile d'olive, déposé sur une eau déjà fortement huilée, formait un disque unique de 30 millimètres de diamètre, soit 7 centimètres carrés. Son épaisseur moyenne était donc supérieure à 1 millimètre, et certainement à 2 millimètres dans la partie centrale.

Malgré cela, ce disque était entouré d'eau de tous côtés, gardé sur cette eau en équilibre stable par une lame d'huile absolument invisible, ayant une épaisseur 1 million de fois plus petite que la sienne.

Une comparaison simple fera ressortir combien est singulier cet état d'équilibre discontinu de l'huile sur l'eau. Au grossissement de un demi-million, une lame d'huile en épaisseur maxima n'aurait que 1 millimètre environ d'épaisseur, et pourtant elle serait en équilibre stable avec des masses d'huile dont l'épaisseur pourrait atteindre et dépasser 1 kilomètre.

Comparaison des lames noires de l'huile et de l'eau de savon. — Nous pouvons maintenant comparer les épaisseurs de la lame noire des huiles avec la lame noire des bulles de savon. Il s'agit, dans les deux cas, de lames noires formées sur des pellicules beaucoup plus épaisses :

Lame noire des huiles, environ 2 à 3 $\mu\mu$;

Lame noire des pellicules d'eau de savon, 6 à 12 $\mu\mu$.

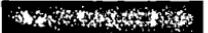
Ces épaisseurs, comme on le voit, sont tout à fait de même ordre de grandeur. Toutefois les lames d'huile sont certainement au moins 2 fois plus minces que les plus minces lames d'eau de savon. Ce fait important doit correspondre à ce qu'une seule face libre existe dans le cas des pellicules d'huile posées sur l'eau.

Tableau des résultats. — Le tableau suivant résume l'ensemble des résultats ci-dessus et permet de faire d'utiles comparaisons.

REPRÉSENTATION THÉORIQUE DES LAMES NOIRES ET DES MOLÉCULES.

Minimum et maximum d'épaisseur d'une lame d'huile stable étendue sur l'eau.

Epaisseur multipliée par 1 million (1 millim. représente 1 $\mu\mu$.

	1,13 $\mu\mu$	Grosseur théorique des molécules d'huile (triolate de glycérine) calculée d'après Perrin.	
	1,10 $\mu\mu$	Epaisseur minima d'une lame d'huile stable (trouvée expérimentalement).	} Tache noire des lames d'huile.
	1,27 à 1,68 $\mu\mu$	Epaisseur maxima d'une lame stable sans globule, ou épaisseur minima d'une lame avec globules (trouvée expérimentalement).	
	2 à 3 $\mu\mu$	Epaisseur maxima d'une lame en équilibre stable avec de gros globules ou avec des masses d'huile ayant 1 millim. et plus d'épaisseur.	
	6 $\mu\mu$	1 ^{re} minimum d'épaisseur des pellicules d'eau de savon.	} Tache noire des bulles de savon.
	12 $\mu\mu$	2 ^{me} minimum d'épaisseur des pellicules d'eau de savon au maximum d'épaisseur de la tache noire.	

CONCLUSIONS GÉNÉRALES.

1 *Le seul équilibre stable de l'huile posée sur l'eau est celui d'une lame continue très mince. Cette lame est sans globules, s'il y a très peu d'huile, ou bien parsemée de globules où se rassemble tout l'excédent de l'huile.*

2° *Dans tous les cas, la lame continue réalisée est d'une minceur très grande, comprise entre des limites très voisines, 1,10 $\mu\mu$ comme minimum, 2 à 3 $\mu\mu$ au plus comme maximum.*

3 *Une lame d'huile sans globules a des épaisseurs encore plus étroitement limitées et qui ne vont jamais du simple au double, quoiqu'elles soient certainement différentes pour les différentes huiles.*

4° *Dans ce cas on a des lames formées d'une seule couche de molécules, car le diamètre théorique des molécules est 1,13 $\mu\mu$.*

5° Dans le cas où l'huile forme des globules en équilibre avec la lame continue, celle-ci n'a probablement que 2 molécules au plus comme épaisseur maxima; elle a peut-être moins.

6° Cette épaisseur est comparable à la lame noire des bulles de savon (6 $\mu\mu$), mais elle est plus faible.

7° Les taches noires qui apparaissent dans les lames d'huile en train de s'étendre sur l'eau sont du reste, par tous leurs autres caractères, comparables aux taches noires des pellicules d'eau de savon.

REMARQUE GÉNÉRALE. — Au cours de la communication du 19 avril, j'ai répété devant les membres de la Société de Physique des expériences montrant combien sont faciles, au fond, les déterminations les plus importantes concernant les lames d'huile. Celles qui nous permettent d'atteindre directement les épaisseurs avoisinant le millionième de millimètre et de mesurer ces épaisseurs à la phase d'épaisseur critique ont une précision atteignant certainement le dixième et peut-être le centième de $\mu\mu$. Cette précision tient à ce qu'à cette phase remarquable les propriétés mécaniques des lames minces, qui sont très marquées, subissent des variations énormes pour de très petites variations d'épaisseur; et que l'on peut très facilement modifier l'épaisseur et la déterminer en répandant un poids connu de la substance sur une surface grande et facile à mesurer.

Il y a lieu d'espérer que l'on arrivera à une précision encore plus grande dans ce domaine des mesures directement expérimentales.

Cette conclusion, que suggèrent les observations faites sur les lames très minces, acquiert une importance de premier ordre, du fait que nous pouvons affirmer avec certitude, que c'est justement pour cette phase critique, où les mesures sont si faciles, que les épaisseurs moléculaires sont réalisées.

Et même cette méthode nous donne un moyen facile et direct d'agir sur ces lames très minces, comme on le ferait sur des lames épaisses: on peut sans difficultés comprimer ou dilater des couches unimoléculaires, et aussi étudier quels sont les rapports des molécules entre elles et avec le liquide qui les porte (1). Ce liquide peut du reste

(1) M. Brillouin, dans la séance de la Société de Physique du 3 mai 1912, a bien voulu appeler l'attention des physiciens sur les recherches que je poursuis depuis longtemps sur les lames très minces.

Il voit dans les observations faites sur ces lames le moyen le plus puissant d'être renseigné sur l'étendue réelle du domaine d'action moléculaire. Les lames avec ou sans gouttes lui paraissent être toujours en couche monomoléculaire, serrée ou non.

être autre que l'eau ; le mercure, par exemple, donnera des résultats importants comme Fischer l'a montré (1) et comme j'ai pu le reconnaître de mon côté.

Mais, d'autre part, nous sommes avertis dès maintenant que le support liquide des lames d'huile n'est pas sans influence sur celles-ci. Il faudra donc examiner de près la constitution intime de ces lames et voir également si les mesures d'épaisseur doivent être prises au début ou à la fin de la période critique, ce qui permettra de préciser avec plus de certitude les dimensions moléculaires déjà passablement approchées.

SUR LA MESURE DES PÉRIODES ET DES AMORTISSEMENTS DANS LES SYSTÈMES COUPLÉS. — MODÈLE D'ONDEMÈTRE (2) ;

Par M. C. TISSOT.

On sait qu'il existe toujours, par suite des réactions dues au couplage, quatre oscillations dans les systèmes couplés, deux dans le primaire et deux dans le secondaire.

A chacune des oscillations du primaire correspond une oscillation du secondaire qui a la même période, de sorte que les quatre oscillations résultantes se divisent en deux groupes de périodes différentes.

D'ailleurs, si les oscillations ont de deux en deux les mêmes périodes, elles présentent des différences de *phase*.

Il en résulte que, selon la position occupée dans le champ par le circuit de l'ondemètre, les effets d'induction qui s'exercent sur lui peuvent s'*ajouter* pour l'un des groupes d'oscillations et se *retrancher* pour l'autre.

Pour pouvoir exécuter avec quelque précision la mesure des périodes et des amortissements des oscillations qui prennent naissance dans les circuits couplés, il convient de séparer les courbes de résonance des deux oscillations secondaires de couplage afin d'opérer isolément sur chacune d'elles.

FISCHER, *Die Geringste Dicke von Flüssigkeitschäutchen* (Jnang. Diss., Munich, juin 1896).

- Communication faite à la Société française de Physique : Seance du 3 mai 1912.

Le principe de la méthode qui paraît due à Zenneck ⁽¹⁾ a été correctement indiqué par Fischer ⁽²⁾.

Il consiste à munir de circuits inducteurs mobiles, soit le circuit secondaire, soit celui de l'ondemètre, de manière à pouvoir faire agir sur le circuit de mesure à la fois, mais indépendamment l'un de l'autre, les circuits primaire et secondaire.

La justification théorique que donne Fischer me paraît insuffisante. Le principe lui-même a été parfois interprété d'une manière incorrecte. Je crois donc intéressant tout d'abord d'en signaler une démonstration simple.

Les équations différentielles simultanées auxquelles on est conduit dans l'étude des systèmes couplés sont (en supposant d'abord l'amortissement négligeable) :

$$\begin{aligned} LC \frac{d^2V}{dt^2} + MC' \frac{d^2V'}{dt^2} + V &= 0, \\ L'C' \frac{d^2V'}{dt^2} + MC \frac{d^2V}{dt^2} + V' &= 0. \end{aligned}$$

LC ; L'C' désignent les constantes — self-induction et capacités des circuits couplés, M est le coefficient d'induction mutuelle.

Ces équations admettent la solution :

$$V = e^{pt}, \quad V' = He^{pt},$$

p étant donné par une équation bicarrée bien connue.

En groupant les imaginaires conjuguées et tenant compte des conditions aux limites :

$$\text{A l'époque } t = 0 \left\{ \begin{array}{l} V = V_0, \quad I = 0, \quad \text{c'est-à-dire} \quad \frac{dV}{dt} = 0, \\ V' = 0, \quad I' = 0, \quad \text{c'est-à-dire} \quad \frac{dV'}{dt} = 0. \end{array} \right.$$

On obtient la solution sous la forme :

$$\begin{aligned} V &= A \cos \omega t + B \cos \omega' t, \\ V' &= H'A \cos \omega t + H''B \cos \omega' t, \end{aligned}$$

avec

$$A = \frac{H''}{H'' - H'} V_0, \quad B = -\frac{H'}{H'' - H'} V_0,$$

(1) ZENNECK, *Leitfaden der drahtlosen Telegraphie*, p. 86. — Selon Zenneck, le principe se déduirait des relations données par Drude (?), *Ann. de Physik.*, t. XIII, 1904, p. 537.

(2) CURT FISCHER, *Ann. der Physik*, t. XIX, 1906, p. 182.

H' et H'' étant les racines de l'équation :

$$MC'H^2 + (LC - L'C')H - MC = 0.$$

Ces racines sont de signe contraire.

Si l'on suppose que H'' , par exemple, est la racine positive, on a :

$$H'' > 0, \quad H' < 0,$$

et par suite :

$$\begin{aligned} A &> 0, & B &> 0, \\ H'A &< 0, & H''B &> 0. \end{aligned}$$

De sorte que l'on peut écrire :

$$\begin{aligned} V &= A \cos \omega t + B \cos \omega' t, \\ V' &= -A' \cos \omega t + A' \cos \omega' t, \end{aligned}$$

A , B et A' étant tous trois *positifs*.

Si l'on pose :

$$\begin{aligned} A \cos \omega t &= V_1, & B \cos \omega' t &= V_2, \\ -A' \cos \omega t &= V'_1, & A' \cos \omega' t &= V'_2, \end{aligned}$$

V_1 et V_2 étant les potentiels des deux oscillations de couplage du primaire, V'_1 et V'_2 étant les potentiels des deux oscillations du secondaire, on a :

$$\begin{cases} V = V_1 + V_2, \\ V' = V'_1 + V'_2, \end{cases}$$

et l'on voit que des quatre oscillations qui prennent naissance par le couplage, deux sont toujours en *phase* et les deux autres en *opposition*.

Dans les hypothèses faites, c'est-à-dire avec les conditions aux limites qui ont été adoptées, ce sont les oscillations V_2 et V'_2 de période *courte* ω' qui sont en *phase*, tandis que les oscillations V_1 et V'_1 de période *longue* ω sont en *opposition*.

On a pour les intensités :

$$i = C \frac{dV}{dt}, \quad i' = C' \frac{dV'}{dt},$$

des relations analogues à celles qui existent pour les potentiels :

$$\begin{aligned} -i &= AC\omega \sin \omega t + BC\omega' \sin \omega' t, \\ i' &= A'C\omega \sin \omega t - A'C'\omega' \sin \omega' t, \end{aligned}$$

et l'on voit immédiatement la raison pour laquelle il existe en géné-

ral deux maxima inégalement marqués sur la courbe de résonance des systèmes couplés.

L'induction magnétique dans la région voisine des circuits primaire et secondaire a en effet pour expression générale :

$$(aAC\omega - a'A'C'\omega) \sin \omega t + (aBC\omega' + a'A'C'\omega') \sin \omega' t,$$

a et a' étant des coefficients qui dépendent des positions respectives de la région considérée par rapport aux deux circuits.

Pour une disposition convenable des circuits associés, il existe alors une région pour laquelle :

$$(1) \quad aAC - a'A'C' = 0,$$

c'est-à-dire où il existe un champ de période *unique* θ $\left(\omega = \frac{2\pi}{\theta}\right)$,

et une autre région pour laquelle :

$$(2) \quad aBC + a'B'C' = 0,$$

c'est-à-dire où il existe un champ de période *unique* θ' $\left(\omega' = \frac{2\pi}{\theta'}\right)$.

Quand il y a amortissement (c'est le cas général) et que les amortissements sont faibles, on établit aisément que l'on a encore :

$$\begin{aligned} i &= Ae^{-\Delta t} \sin \omega t + Be^{-\Delta t} \sin \omega' t, \\ i' &= -A'e^{-\Delta t} \sin \omega t + B'e^{-\Delta t} \sin \omega' t, \end{aligned}$$

A, A', B, B' étant de même signe.

Il existe par suite une région (1) où l'on a un champ oscillatoire de pulsation unique ω et d'amortissement unique Δ , et une région 2 où l'on a un champ de pulsation unique ω' et d'amortissement unique Δ' .

D'où le procédé bien connu *de la boucle* (1) pour séparer les courbes de résonance et déterminer avec précision les valeurs de θ, θ', Δ et Δ' .

Pour faire l'application commode du procédé, j'ai combiné un modèle d'ondemètre à self-induction fixe et condensateur variable que M. Pellin a réalisé sous une forme très parfaite.

La self-induction est constituée par un solénoïde *fermé* (fig. 1, de sorte qu'elle est soustraite à tout effet inductif et que l'on peut dis-

(1) ZENNECK, *loc cit.*, p. 129.

poser l'appareil de mesure à toucher les dispositifs d'émission eux-mêmes sans qu'aucune action s'exerce sur lui.

Les effets inductifs s'exercent uniquement à l'aide de deux boucles mobiles reliées au circuit de mesure par des câbles souples à conducteurs cordés ensemble.

Supposons, par exemple, qu'il s'agisse de mesurer l'onde *courte* λ' dans un montage d'émission par Oudin qui comporte une self d'antenne.

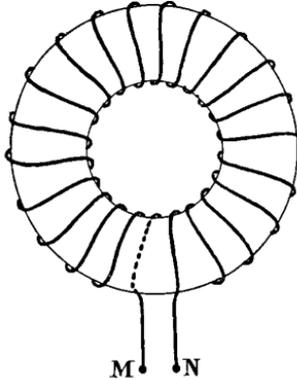


FIG. 1.

L'ondemètre étant disposé dans le voisinage de l'Oudin, on approche sans autre précaution l'une des boucles, boucle (1), de l'Oudin parallèlement au plan des spires et par variation du condensateur (ce condensateur présente une particularité, sur laquelle nous reviendrons tout à l'heure), on règle l'ondemètre sur le maximum qui correspond à l'onde que l'on veut éliminer — l'onde *longue* λ' en l'espèce.

On approche ensuite progressivement l'autre boucle, boucle (2), de la self d'antenne: la déviation du thermique augmente ou diminue.

Si elle va en augmentant, on retourne la boucle 2 face pour face: la déviation va alors en diminuant à mesure que l'on approche la boucle et, pour une certaine position du circuit mobile, passe par un minimum — que l'on peut rendre sensiblement nul par un réglage convenable de la distance de la boucle (1) aux spires de l'Oudin.

Les deux boucles demeurant fixées dans cette position, on procède à la manière habituelle à la mesure des constantes de l'oscillation λ qui, dès lors, apparaît seule.

Pour obtenir les constantes de l'oscillation *longue* λ'' , on opère d'une manière identique en éliminant l'oscillation λ' .

Les mesures se trouvent facilitées par la disposition donnée au condensateur variable.

Ce condensateur qui, dans le modèle d'usage courant qui a été présenté à la Société de Physique, est un condensateur à feuilles de mica constitué par deux systèmes de lames qui glissent l'un sur l'autre, présente en effet une petite particularité.

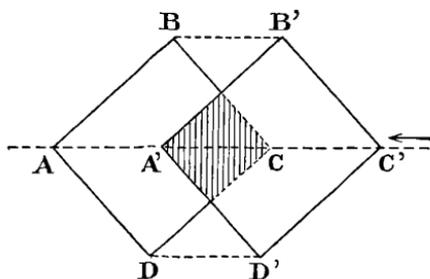


FIG. 2.

Les lames ont reçu la forme de carré (ou de losange) et le mouvement de translation s'opère selon la diagonale AC (*fig. 2*).

Il en résulte très simplement que la capacité varie comme le *carré* du déplacement linéaire.

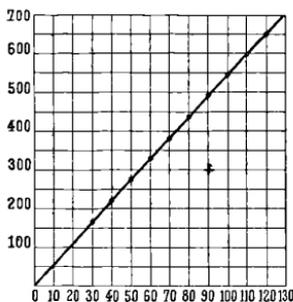


FIG. 3.

Les longueurs d'onde mesurées qui varient comme la racine carrée de la capacité variable sont ainsi représentées *linéairement* en fonction du déplacement de l'index lié à l'armature mobile.

Le graphique (*fig. 3*) qui a été obtenu en comparant un ondemètre

de ce modèle avec un ondemètre étalon à self fixe et à condensateurs à air de capacités connues montre qu'il en est bien ainsi : Les points donnés par l'étalonnage se trouvent sur une droite passant par l'origine ¹⁾).

L'échelle de l'instrument peut donc être graduée *linéairement* en longueurs d'onde.

Ce dispositif constitue déjà un certain perfectionnement pour la mesure des périodes, mais c'est surtout pour la mesure des décréments qu'il présente de l'intérêt.

J'ai indiqué autrefois ⁽²⁾ une relation simple qui permet d'obtenir les amortissements sans s'astreindre au tracé complet de la courbe de résonance (lorsque cette courbe est assez pointue).

Si l'on désigne par λ_0 la longueur d'onde qui répond à la résonance, par λ' et λ'' les longueurs d'onde qui correspondent aux décalages de l'ondemètre, en deçà et au delà de l'accord, pour lesquels la valeur efficace I_0 du courant à la résonance est réduite à $\frac{I_0}{\sqrt{2}}$ on a :

$$3 \quad \gamma + \delta = \pi \frac{\lambda'' - \lambda'}{\lambda_0},$$

γ et δ désignant les décréments respectifs des oscillations dans le système exciteur et dans l'ondemètre.

Avec le présent ondemètre où les longueurs d'onde sont données linéairement, les valeurs de $(\lambda'' - \lambda')$ et de λ_0 sont immédiatement fournies par lecture directe.

Pour obtenir la valeur même de γ , le mieux est de rendre *par construction* le décrétement δ de l'ondemètre petit et de le déterminer par l'expérience.

Pour procéder à cette détermination, il suffit évidemment, en principe, d'attaquer l'ondemètre par un circuit exciteur de constantes connues et de tracer la courbe de résonance.

On simplifie beaucoup l'opération, et l'on se met à l'abri des inconvénients qui résultent de l'emploi d'un circuit exciteur à étincelle, en attaquant l'ondemètre, soit par un circuit d'oscillations entretenues par arc de Poulsen, soit par *impulsion*.

Dans le premier cas, le décrétement γ de l'oscillateur est nul, et la

¹⁾ On obtient aisément ce dernier résultat en calant convenablement l'index mobile par rapport à l'échelle graduée.

²⁾ *Sur la résonance des systèmes d'antennes*, thèse Paris, 1905, et *Revue elect.*, n° 1, novembre 1907.

relation (3) donne directement le décrement δ de l'ondemètre :

$$\delta = 2\omega = \pi \frac{\lambda'' - \lambda'}{\lambda_0}.$$

La seule précaution à observer dans le mode opératoire est de donner au circuit excitateur par arc, des constantes qui assurent la stabilité de l'arc et la production d'une oscillation unique. On sait qu'il suffit pour cela que le rapport de la self-induction à la capacité présente une valeur convenable — $\frac{1}{40^4}$ environ.

Nous citerons le résultat d'une mesure exécutée dans ces conditions.

Le circuit excitateur comprend deux arcs en série dans du gaz d'éclairage ; l'une des électrodes étant en charbon, l'autre est en cuivre et refroidie par circulation d'eau : la lampe est alimentée par du courant continu sous 500 volts.

En dérivation sur les arcs sont disposés une self-induction constituée par 18 spires de fil de cuivre de 0^{cm},4 de diamètre enroulées sur un cadre hexagonal ($L = \frac{9,3}{10^5}$ henrys), et un condensateur à feuilles de mica ($c = 550$ centimètres).

L'ondemètre étant mis à l'accord donne :

$$\lambda_0 = 450 \text{ mètres.}$$

En décalant en deçà et au delà $\frac{I_0}{\sqrt{2}}$ on obtient par lecture directe.

$$\lambda'' = 455^m,5$$

$$\lambda' = 445 \text{ mètres.}$$

ou :

$$\lambda'' - \lambda' = 10,5,$$

d'où :

$$\delta = \pi \frac{10,5}{450} = 0,067.$$

Dans le second cas, le circuit attaqué par impulsion vibre avec sa période et son amortissement propres.

Un procédé simple pour attaquer un circuit par impulsion consiste à disposer des constantes du circuit excitateur de manière à ce que

la décharge dans ce circuit ne soit plus oscillante, mais *continue*, c'est-à-dire à ce que l'on ait :

$$R^2 > \frac{4L}{C}.$$

Si l'on dispose comme instrument indicateur d'un bolomètre, on peut opérer à un voltage de charge assez faible pour produire les charges et les décharges avec un commutateur tournant.

Nous avons employé, par exemple, un circuit exciteur constitué par une capacité de 0,7 microfarad et un ruban conducteur formant une boucle de 30 centimètres de diamètre.

La self-induction totale — y compris les connexions — était égale à 1.100 centimètres.

La résistance critique est alors :

$$R = 2 \sqrt{\frac{L}{C}} \quad \text{soit} \quad 6^{\omega},65.$$

On intercale dans le circuit une résistance non inductive (charbons Vedovelli ou résistance liquide) de valeur légèrement supérieure.

On a fait agir ce circuit par induction (couplage serré sur un premier ondemètre. Cet ondemètre étant associé en couplage très lâche avec un ondemètre identique, on opère la mesure à l'aide de ce second ondemètre par décalage.

On a obtenu ainsi :

$$2\omega = \pi \frac{531,5 - 498,5}{515} = \pi \frac{23}{515} = 0,14.$$

Ici, $2\omega = \delta + \delta' = 2\delta$, car les deux circuits étant identiques, on a sensiblement $\delta' = \delta$.

La mesure donne donc une valeur $\delta = 0,070$, qui concorde parfaitement avec celle que fournit l'autre méthode.

LA MESURE DES TEMPÉRATURES ÉLEVÉES PAR LE THERMOMÈTRE A GAZ;

Par MM. ARTHUR DAY et ROBERT SOSMAN (Institut Carnegie, à Washington .

Au-dessus de 1400°, une incertitude considérable affecte les températures admises pour les points fixes en usage en thermométrie. Dans les mesures qui se rapportent à cette région, on utilise souvent

le point de fusion du nickel, déterminé par MM. Holborn et Wien¹ (1484°); plus fréquemment encore, on détermine ces températures en extrapolant au delà du point du cuivre sur la courbe représentant la marche du couple thermoélectrique platine-platine rhodié. Or ce procédé peut conduire à des résultats erronés.

Les seules mesures effectuées dans cette région à l'aide du thermomètre à gaz sont celles de MM. Holborn et Valentiner⁽²⁾; mais, du propre aveu des auteurs, l'exactitude des mesures aux températures élevées n'est pas supérieure à 10°.

Le but principal de notre étude est de déterminer la température de plusieurs points fixes compris entre 1400° et 1600° et d'établir dans cet intervalle la marche du couple thermoélectrique platine-platine rhodié avec une exactitude comparable à celle qu'on a pu réaliser aux températures inférieures.

Nous avons procédé par trois opérations distinctes: premièrement, en faisant choix d'un certain nombre de points fixes, représentés d'ordinaire par les points de fusion de métaux et en déterminant les conditions de leur productibilité; en second lieu, en mesurant à l'aide d'un thermomètre à azote les températures de ces points mêmes ou de points très voisins; en troisième lieu, en rapportant à l'échelle du thermomètre à azote les points fixes choisis par l'intermédiaire du couple thermoélectrique. L'emploi du couple thermoélectrique comme auxiliaire est rendu nécessaire parce qu'on ne peut introduire directement, à une température élevée, le réservoir du thermomètre à gaz dans des métaux fondus.

La relation entre la force électromotrice et la température du couple employé ne joue qu'un rôle tout à fait secondaire, lorsque les températures mesurées sont très voisines des points fixes; une interpolation linéaire suffit amplement dans ce cas. La détermination de la courbe d'interpolation propre à chaque couple entre les différents points observés au thermomètre à gaz constitue une étude particulière indépendante.

Aucune autre méthode ne peut être appliquée dans la région considérée pour rapporter les points fixes à l'échelle du thermomètre à gaz. Des deux autres instruments applicables à la mesure relative des températures, l'un, le pyromètre à résistance de platine, ne peut

(¹) HOLBORN et WIEN, *Wied. Ann.*, XLVII, p. 107-134 (1892); LVI, p. 363 (1895).

(²) *Ann. d. Phys.*, XXII, p. 1-48 (1907).

être utilisé avec sécurité au delà de $1\ 100^{\circ}$; l'autre, le pyromètre à radiation, est, sous quelque forme que ce soit, d'une sensibilité tout à fait insuffisante.

Il est aisé de reconnaître que l'exactitude de la détermination des points fixes par rapport à l'échelle du thermomètre à azote dépend essentiellement des conditions suivantes : 1° constance et uniformité de la température du gaz dans le thermomètre ; 2° précision de la mesure de la pression du gaz ; 3° précision réalisable dans le transfert à l'échelle du thermomètre à gaz de la température du point fixe observée à l'aide du couple thermoélectrique ; 4° précision réalisable dans la reproductibilité des points fixes.

Notre expérience nous a convaincus que, dans la plupart des cas, les écarts constatés par divers observateurs entre les valeurs des points fixes sont dus, non pas aux différences résultant des propriétés des divers gaz employés ou à des différences de pression ou encore aux différences réelles existant entre les thermomètres sous volume constant et sous pression constante et qui ont fait l'objet d'études approfondies, mais bien à des erreurs systématiques ayant leur source dans les appareils mêmes et dans les méthodes employées. C'est pourquoi nous avons consacré une bonne partie de ce travail à terminer expérimentalement l'effet des variations de tous les éléments susceptibles d'affecter systématiquement les résultats.

THERMOMÈTRE A GAZ.

Reservoir thermométrique. — La première condition à laquelle doit satisfaire l'enveloppe du thermomètre à gaz est de retenir le gaz sans en absorber ou laisser échapper une fraction quelconque durant toute la série des mesures. Une deuxième condition, dont l'importance est en raison de la précision cherchée, réside dans la possibilité de placer dans le four, à proximité du réservoir, plusieurs couples thermoélectriques sans les exposer à être contaminés par les vapeurs métalliques de la matière constituant le réservoir et, par là même, à fausser leurs indications. Dans une première série d'expériences, nous avons fait usage d'un réservoir de platine iridié à 10 0 0 d'iridium, qui avait servi antérieurement aux recherches de MM. Holborn et Day à la Reichsanstalt. Aux températures inférieures à 900° , l'emploi du platine iridié ne présente aucun inconvénient, mais au-dessus de cette température, l'iridium devenant volatil se répand dans le four et met

les couples thermoélectriques en sérieux danger de contamination. Dans ces conditions, le bon fonctionnement des couples thermoelectriques est limité à un temps très court.

Ces difficultés nous ont empêchés de poursuivre nos mesures avec le réservoir en platine iridié au delà de la température du point du cuivre ($1\ 080^{\circ}$). Nous avons donc cherché à remplacer le platine iridié par un autre alliage moins volatil. Or, dans les couples thermoélectriques platine-platine rhodié à 10 0/0 dont nous avons fait un usage constant, le fil de platine reste exposé à la contamination par volatilisation du rhodium. On constate effectivement, dans le cours des mesures aux températures élevées, une contamination graduelle, mais extrêmement lente. Il y avait donc lieu d'espérer que le remplacement de l'iridium par le rhodium réduirait sensiblement la contamination des couples thermoélectriques, tout en conservant au métal une rigidité suffisante. C'est ce que l'expérience a démontré.

L'alliage de platine rhodié à 20 0/0 de rhodium qui constitue notre nouveau réservoir thermométrique présente, il est vrai, une rigidité moindre que le platine iridié vers $1\ 000^{\circ}$ et au-dessus, mais le réservoir n'a subi aucune déformation permanente sous l'effort de la pression et la contamination des couples thermoélectriques en présence de l'alliage au rhodium est réduite à 20 0/0 environ de celle produite par le platine iridié dans les mêmes conditions de température et d'exposition.

Le réservoir en platine rhodié fourni par M. Heraeus, à Hanau, a la forme d'un cylindre de 160 millimètres de longueur et de 47 millimètres de diamètre. Il présente, suivant son axe, une cavité cylindrique de 12 millimètres environ de diamètre, qui permet d'introduire un couple thermoélectrique jusque dans la partie centrale du réservoir. Sa capacité est de 205,7 centimètres cubes à 0° .

Comme la résistance aux déformations du métal constituant l'enveloppe diminue à mesure que s'élève la température, on s'est généralement astreint, dans les mesures faites aux températures élevées, à choisir la pression initiale du gaz de telle façon qu'à la température maxima, la pression du gaz dans le thermomètre ne dépasse pas sensiblement la pression atmosphérique. Nous nous sommes affranchis de cette condition qui réduit très notablement la sensibilité du thermomètre à gaz, en plaçant le réservoir thermométrique et le four tout entier dans un espace hermétiquement clos, rempli d'air

ou d'azote dont la pression peut toujours être rendue égale à celle régnant dans le réservoir.

Four électrique. — La chambre de chauffe du four est constituée par un tube d'une composition à base de magnésie ayant 6 centimètres de diamètre intérieur et 36 centimètres de longueur, à l'intérieur duquel⁽¹⁾ un fil de platine pur de fort diamètre est enroulé. Cette disposition intérieure du fil de chauffe permet d'atteindre une température maxima de 1 600°, tandis qu'un four dans lequel le fil est enroulé à l'extérieur d'un tube mince de porcelaine ne donne que 1 400°. Dans le premier cas, l'établissement de la température est d'ailleurs plus rapide et le fil mieux maintenu que dans le second, car l'élévation de température du fil a pour effet de le serrer davantage contre les parois, tandis que c'est l'inverse qui a lieu avec l'enroulement extérieur. Pour le choix du fil, il convient de tenir compte de la perte considérable qu'il éprouve par volatilisation aux températures élevées.

Quoique le fil de chauffe dépasse des deux côtés la région occupée par le réservoir thermométrique, on constate aisément qu'il se produit une perte de chaleur par rayonnement vers les extrémités froides. On peut compenser partiellement ces pertes en serrant les spires extérieures; mais nous avons reconnu, après beaucoup d'essais, qu'il est impossible d'obtenir à toutes les températures une uniformité suffisante par l'emploi d'un seul fil.

La disposition que nous avons fini par adopter consiste en un enroulement dont les spires extérieures sont un peu plus rapprochées que dans le milieu, afin de compenser en partie les pertes de chaleur aux extrémités. On dispose en outre, aux deux bouts, des résistances supplémentaires d'un fil plus fin, destinées à fournir un supplément de chaleur, indépendamment réglable, pouvant être superposé à

On a procédé de la manière suivante à l'enroulement intérieur : Le fil est d'abord enroulé sur un noyau de dimensions convenables, composé de plusieurs lames de bois serrées autour d'un cône central amovible. Une feuille de papier ou de carton mince interposée entre les spires et le noyau facilite l'enlèvement de ce noyau au temps voulu. Le fil disposé sur le noyau ayant été placé dans la position qu'il doit occuper dans le tube de magnésie, on remplit les interstices compris entre les parois du tube et le noyau à l'aide d'une pâte de la même composition que le tube, additionnée d'un peu de dextrine. Lorsque cette pâte est prise, on retire le centre du noyau et les tiges qui le constituent. Le fil resté enroulé dans le tube doit encore, avant de pouvoir être utilisé, être recouvert d'une couche mince du ciment ayant servi à le fixer. Nous utilisons depuis plusieurs années des fours ainsi garnis; nous avons constaté qu'ils sont durables, économiques et qu'ils fonctionnent parfaitement.

l'effet du fil principal et permettant ainsi d'obtenir l'uniformité désirable à une température quelconque. Un four ainsi constitué et fonctionnant normalement présente en son centre une température uniforme sur une longueur de 20 centimètres dans tout l'intervalle de température compris entre 300° et 1 500°, et le réglage n'en est pas plus difficile aux températures élevées qu'aux températures basses. Il convient cependant de remarquer que, placé dans une telle enceinte, le réservoir thermométrique rayonne par ses deux bouts tournés vers les parties les plus froides du four une quantité de chaleur suffisante pour produire au centre des faces terminales un abaissement de température de 6 à 8° par rapport à la température moyenne de l'enveloppe cylindrique.

Ce fait dont l'importance est évidente semble avoir échappé à l'attention des physiciens qui ont admis généralement que, dans un four cylindrique assez long par rapport à son diamètre, la température prise dans le voisinage de l'axe doit être constante dans toute section transversale, et qui en concluent qu'un conducteur métallique de 4 centimètres de diamètre seulement (tel que la surface terminale du réservoir), perpendiculaire à l'axe du four, doit avoir une température uniforme du centre à la périphérie. Ces hypothèses sont en contradiction avec les faits, même dans le cas de fours ayant une longueur de vingt fois leur diamètre. C'est ce que nous avons reconnu par de nombreuses expériences faites dans des fours de formes diverses et dans des conditions variées. Nous avons constaté des différences de plusieurs dixièmes de degré déjà à la température de 300° et de plusieurs degrés à 1 000°. En plaçant des écrans de platine au-dessus et au-dessous du réservoir, on réduit considérablement ces irrégularités.

Ces observations démontrent qu'on ne saurait compter sur la conductibilité métallique du platine pour égaliser les fortes variations locales de température; elles font ressortir l'importance extrême qu'a, pour la thermométrie, l'uniformité de répartition de la température dans la chambre de chauffe.

Le diagramme ci-contre (*fig. 1*) représente une section longitudinale du four électrique que nous avons utilisé (*). Le tube de magné-

(* On remarquera que c'est le réservoir de platine iridié qui est représenté ici. Le diagramme ci-dessus se rapporte en effet à notre première série d'expériences. Nous indiquerons plus bas les modifications introduites pour la deuxième série d'expériences.

Le fil de chauffe est placé au milieu d'un tube en fer forgé, de 23 centimètres de diamètre intérieur, muni à ses deux extrémités de forts colliers de fonte. Deux couvercles de fonte exactement ajustés par rodage sur les extrémités du tube permettent d'obtenir un joint hermétique. L'axe du four étant vertical, le plateau inférieur

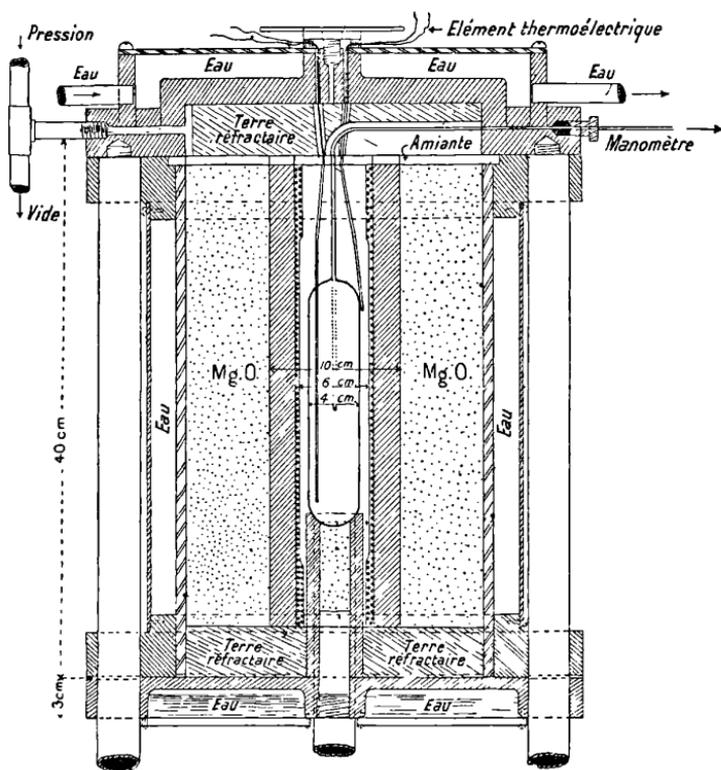


FIG. 1. — Section médiane du four électrique montrant le réservoir thermométrique dans la position qu'il occupe dans les expériences.

est serré définitivement sur le tube à l'aide de forts écrous. L'espace compris entre le four proprement dit et les parois du cylindre de fer est rempli d'oxyde de magnésium pulvérulent. Le réservoir thermométrique, maintenu au centre du four, est relié au manomètre par un tube capillaire de platine qui se recourbe horizontalement et traverse le couvercle de fonte par un joint hermétique. Il est rattaché au dehors à un second tube capillaire plus fin, qui le relie à la branche fermée du manomètre.

Le four se trouve ainsi enfermé dans une bombe hermétiquement close, isolée au point de vue thermique et munie, sur son manteau et sur ses fonds, de doubles parois permettant de refroidir ces parties par une circulation d'eau, afin de supprimer toute action du four sur la température de la salle, en particulier sur celle du manomètre placé dans son voisinage immédiat.

La règle et les colonnes de mercure du manomètre n'étaient exposées qu'aux variations lentes de la température de la salle.

Le four étant monté pour servir aux expériences, son couvercle, auquel les couples thermoélectriques et le réservoir restaient attachés, était invariablement fixé sur trois tiges d'acier.

La bombe formant le corps du four était disposée de manière à pouvoir glisser verticalement le long de deux de ces tiges et à permettre d'exécuter sur le réservoir les déterminations fondamentales dans la glace fondante et dans la vapeur d'eau. La *fig. 2* montre le four ainsi abaissé donnant libre accès au réservoir et fournissant la place nécessaire à la détermination du zéro. Un petit ascenseur hydraulique servait à amener le four dans la position convenable. Lorsque le four était relevé, on assurait la fermeture du couvercle par le serrage d'une série d'écrous dont il était muni.

Manomètre. — Le manomètre, situé à 35 centimètres environ du four électrique, consiste en un tube en U (*fig. 3*). Pour soustraire autant que possible les colonnes de mercure aux vibrations du bâtiment, on les a placées sur une lourde base de fonte, tandis qu'on a allégé convenablement les supports des parties supérieures. La pointe fixe servant à ajuster le niveau du mercure occupait, comme d'habitude, le sommet de la branche fermée; la branche ouverte avait à peu près 2 mètres de hauteur.

L'échelle de 1^m,8 de longueur était placée à côté de la branche ouverte et portait un vernier permettant de lire directement le centième de millimètre. Cette règle était en bronze avec une lame d'argent incrustée sur laquelle la division était tracée. L'étalonnage en avait été fait au Bureau des Poids et Mesures d'Allemagne, à Charlottenburg, et permettait la détermination de toutes les longueurs avec une précision de 0^{mm},01. L'échelle était fixée à sa base, à hauteur convenable, et maintenue verticale à sa partie supérieure par des cousinets de caoutchouc, qui permettaient le libre jeu des dilatations.

La longue branche du manomètre était maintenue dans les mêmes conditions par le haut à l'aide de trois vis.

On observait le niveau des ménisques en faisant coïncider la ligne de visée déterminée par les bords inférieurs horizontaux de deux écrans parallèles solidaires du vernier et situés de part et d'autre du tube manométrique avec la tangente au ménisque.

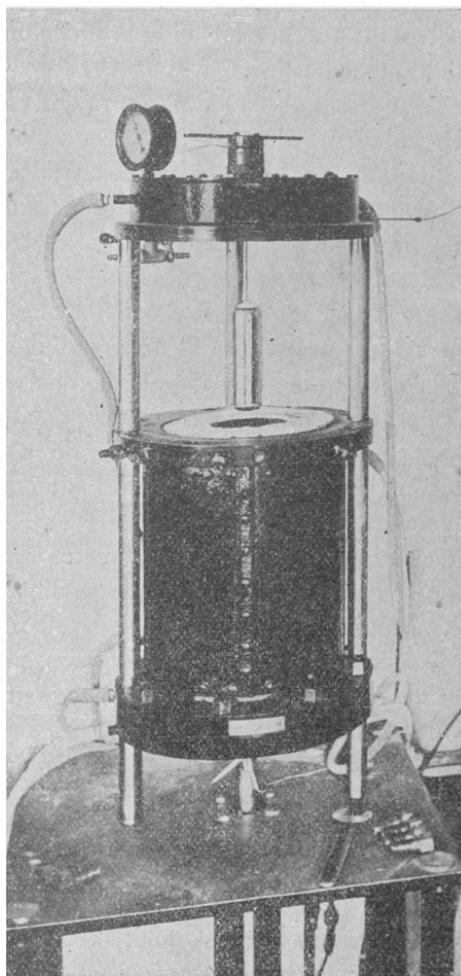


FIG. 2.

Le mouvement du vernier s'effectuait très sûrement à l'aide d'une vis de rappel. La construction mécanique de toutes ces parties leur assurait une grande rigidité et un fonctionnement irréprochable.

La température de l'échelle et des colonnes mercurielles était

mesurée, comme dans les expériences de Holborn et Day⁽¹⁾, à l'aide de trois thermomètres montés dans des tubes remplis de mercure. Le tube supérieur et son thermomètre pouvaient être déplacés verticalement le long de l'échelle et de la colonne mercurielle de manière à indiquer la température au sommet de cette colonne. L'un des deux autres thermomètres était à la base de la branche ouverte et l'autre au sommet de la branche fermée.

Pour assurer l'uniformité de la température des colonnes de mercure, on les avait entourées d'un tube de 5 centimètres de diamètre (non représenté dans la *fig.* 3), dans lequel on faisait circuler l'air de la salle. Malgré ces précautions, les différences de températures observées à différents niveaux ont atteint parfois trois dixièmes de degré.

Deux réservoirs contenaient la provision de mercure nécessaire aux expériences : l'un, présentant la forme d'une bombe creuse d'acier, était placé dans le socle de l'appareil, l'autre, constitué par une bouteille d'acier, était fixé à la paroi de la salle, près du plafond et relié au réservoir inférieur par un tube de fer souple. Des robinets convenablement disposés permettaient l'admission du mercure dans le réservoir inférieur.

Le réglage précis du niveau dans le manomètre était obtenu par la pression exercée à l'aide d'un mécanisme particulier sur un diaphragme de nickel qui forme le fond du réservoir inférieur. Ce diaphragme, dont le diamètre est de 12 centimètres, peut être soulevé d'un mouvement micrométrique, à l'aide d'une vis que l'observateur a sous la main. La chambre à mercure inférieure s'arrondit en haut en forme de dôme et porte à son sommet une tubulure avec robinet d'échappement qui sert à à expulser l'air qui aurait pu se trouver emprisonné dans cet espace.

Le gaz destiné aux expériences est maintenu sous une pression réglable dans un réservoir qui peut être mis en communication avec le réservoir thermométrique par le robinet à trois voies A. Ce même robinet permet de relier le thermomètre avec la pompe pour vérifier l'étanchéité des joints et renouveler la charge de gaz.

Espace nuisible. — Au point de vue des erreurs de l'instrument, la partie la plus importante du manomètre est le chapeau de nickel qui termine la branche fermée (*fig.* 4). Cette pièce porte la pointe de

⁽¹⁾ HOLBORN et DAY, *On the gas thermometer at high temperatures.* (*Amer. Jour. Sc.*, 4^e série, VIII, 170; 1899).

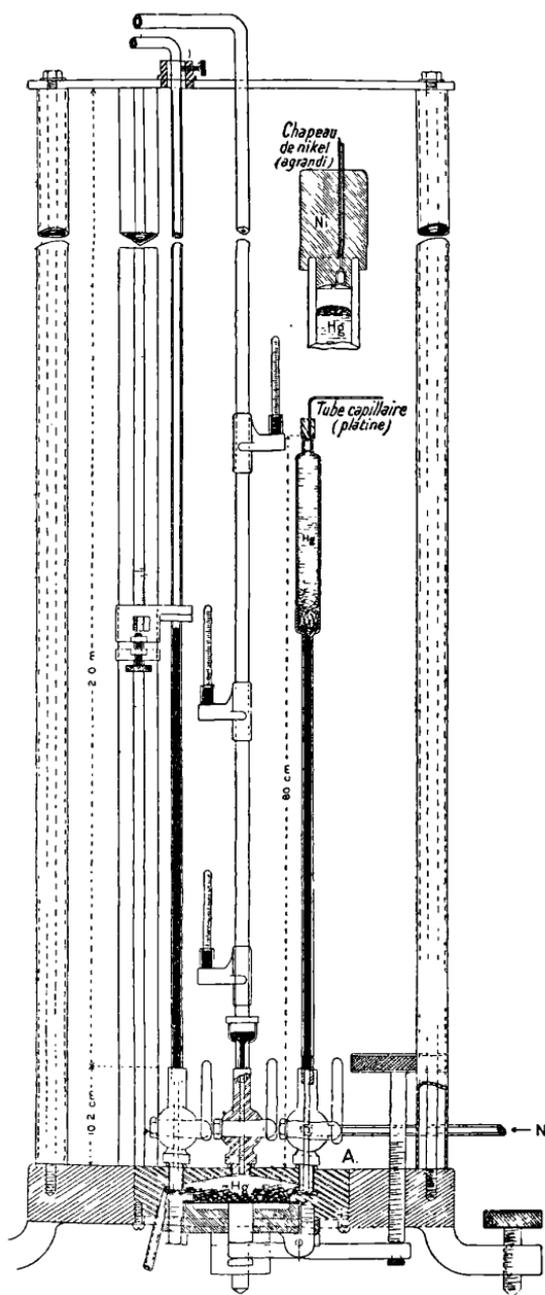


FIG. 3 et 4.

repère qui sert à ajuster le niveau du mercure et limite ainsi le volume constant occupé par le gaz. Comme il importe de réduire autant que possible l'espace occupé par le gaz non soumis aux variations de température, nous avons adopté la disposition reproduite sur la figure. Le chapeau de nickel, soigneusement mastiqué sur le tube de verre de 1 centimètre de diamètre, présente à sa partie inférieure une surface évidée dont la forme est celle d'un ménisque de mercure ascendant. En son centre est fixée une pointe de $0^{\text{mm}},3$ de longueur tournée vers le bas. La constance du volume occupé par le gaz dans le manomètre est obtenue en faisant monter le ménisque dans le tube jusqu'au contact de la pointe. Comme la courbure de la pièce de nickel ne permettrait pas d'observer directement le contact, on a pratiqué dans la pièce de nickel, en face de la pointe, une petite rainure horizontale. Un microscope d'un grossissement de 20 diamètres, placé dans l'axe de ce canal, sert à l'observation du contact. Le gaz occupe donc dans le tube manométrique l'espace cylindrique de 1 centimètre de diamètre compris entre le ménisque et le chapeau, ayant $0^{\text{mm}},3$ de hauteur et le ménisque pour base.

Le tube manométrique communique avec le réservoir par un étroit canal voisin de la pointe.

Pour éviter que le mercure du manomètre ne pénètre accidentellement dans le réservoir thermométrique, on a placé dans un élargissement de ce canal une petite soupape de $1^{\text{mm}},5$ de diamètre et de 2 millimètres de hauteur, avec joint conique, rodé à sa partie supérieure. Le tube capillaire qui fait suite à la soupape a $0^{\text{mm}},5$ de diamètre et conduit au réservoir. Lorsqu'on opère avec un espace nuisible aussi restreint, la protection de la soupape est de la plus haute importance, parce qu'une fois que le mercure pénètre dans le tube capillaire, il atteint presque instantanément le réservoir. Il faut alors traiter celui-ci à l'acide nitrique bouillant pendant deux semaines pour enlever toute trace de mercure. Cependant la soupape n'offre pas une protection absolue; nous avons reconnu que de fins globules de mercure peuvent, dans certaines circonstances, la traverser et pénétrer dans le réservoir. C'est pourquoi, dans nos expériences définitives, nous avons remplacé la partie du tube capillaire de platine comprise entre le manomètre et la pointe par un tube d'or de mêmes dimensions, qui retient toute trace de mercure en s'y alliant.

L'espace nuisible total était, dans la première série d'expériences,

de $0^{\text{cm}^3}, 289$; dans notre deuxième, il a eu successivement les valeurs de $0^{\text{cm}^3}, 385$ et $0^{\text{cm}^3}, 309$.

Baromètre. — Le baromètre n'a pas été relié directement au thermomètre à gaz. La pression barométrique a été déterminée à l'aide de deux baromètres du système Wild Fuess, de 14 millimètres de diamètre intérieur, dont l'un avait été vérifié au U. S. Weather-Bureau de Washington et l'autre au Bureau of Standards. Ces deux instruments marchaient parfaitement d'accord, leurs indications étaient exactes en valeur absolue à $0^{\text{mm}}, 05$ près.

Appareils thermoélectriques. — Les mesures thermoélectriques ont été exécutées avec les appareils décrits dans diverses publications antérieures du Geophysical Laboratory⁽¹⁾ et suivant les méthodes qui y ont été exposées.

Nous nous bornerons à rappeler ici que toutes les mesures thermoélectriques ont été faites à l'aide de couples platine-platine rhodié, fournis par M. Heraeus, à Hanau. Un potentiomètre de Wolff servait à comparer les forces thermoélectriques des couples avec l'élément étalon au cadmium. L'élément d'abord employé a été comparé avec les étalons normaux du National Bureau of Standards et n'a jamais présenté, par rapport à la valeur normale, des écarts supérieurs à $2/100.000$. D'autres éléments aux sulfates de cadmium et de mercure saturés ainsi qu'un élément Weston non saturé ont été mis ultérieurement à notre disposition par le Bureau of Standards.

Le galvanomètre était un électrodynamomètre de Siemens et Halske du type ordinaire. Il fut, plus tard, avantageusement remplacé par un instrument de la Weston Electric Instrument Co muni d'une bobine d'une plus grande mobilité. Un petit rhéostat, placé dans le circuit galvanométrique, permettait de régler la sensibilité de manière à la maintenir constante. Pour une distance de $1^{\text{m}}, 5$ entre l'échelle et le galvanomètre, une déviation d'une division correspondait exactement à une différence de 1 microvolt du couple thermoélectrique, soit à $0,1$ degré.

¹ DAY et ALLEN, *The isomorphism and thermal properties of the feldspars* (Publications of the Carnegie Institution of Washington, n° 31, 1905); ALLEN et WHITE, *On wollastonite and pseudo-wollastonite. Polymorphic forms of calcium metasilicate* Amer. Journ. Sc., 4^e série, XXI, 89-108; 1906); WALTER P. WHITE, *Potential installation, especially for high temperature and thermoelectric work* Phys. Rev., XXV, 334-352; 1907); *Melting point determination* (Amer. Journ. Sc., 4^e série, XXVIII, 453-473; 1909); *Melting point methods at high temperatures* Amer. Journ. Sc., 4^e série, XXVIII, 474-489; 1909).

La constance du zéro de ces deux instruments était parfaite, les écarts n'ayant jamais dépassé 0,2 ou 0,3 d'une division. L'amortissement considérable permettait d'effectuer très rapidement les opérations d'ajustement avec une précision plus que suffisante.

La seule erreur sérieuse à laquelle les mesures thermoélectriques soient sujettes est, comme nous l'avons déjà indiqué page 730, la contamination des couples thermoélectriques par les vapeurs métalliques, principalement par celles de l'iridium. Dans notre deuxième série d'expériences, la présence du rhodium dans l'alliage constituant le réservoir thermométrique a eu pour effet de contaminer lentement les couples aux températures supérieures à 1 000°. Nous indiquerons ultérieurement une méthode rapide pour reconnaître la contamination et les mesures prises pour éviter son influence sur les résultats obtenus.

DÉTERMINATION DU COEFFICIENT DE DILATATION DU RÉSERVOIR THERMOMÉTRIQUE. — Dans la détermination des températures par le thermomètre à gaz sous volume constant, la correction due à la dilatation du réservoir est la plus importante de toutes. Pour un réservoir de platine, elle atteint, vers 1 100°, la valeur de 45°. Il convient donc de déterminer avec exactitude la dilatation du métal qui constitue le réservoir, car une erreur de 1 0/0 sur cette constante engendre une erreur d'un demi-degré à 1 100°. La mesure sur le réservoir même présentant de grandes difficultés, nous avons préféré nous procurer un barreau de même métal que le réservoir, afin de pouvoir faire l'étude de sa dilatation dans des conditions plus favorables.

La méthode que nous avons appliquée successivement au platine iridié à 10 0/0 et au platine rhodié à 20 0/0 est en principe celle adoptée à la Reichsanstalt.

Dilatation du platine iridié. — Le barreau de métal dont on veut déterminer la dilatation est placé dans un four horizontal dont la température peut être portée de 0° à 1 000° et au delà et rendue sensiblement uniforme d'un bout à l'autre de la tige. Aux deux extrémités du barreau, deux surfaces planes et polies situées dans le plan des fibres neutres portent des traits fins tracés à la machine à diviser. Ces surfaces, tournées vers le bas, sont placées vis-à-vis de deux petites fenêtres ménagées dans les parois du four. Deux microscopes horizontaux, montés très solidement et tout à fait indépendants du four et de ses supports, permettent d'observer les traits

du barreau. Cette installation est complétée par une règle de bronze de même forme et de même longueur que le barreau de platine iridié, portant sur une lame d'argent incrustée une division, étalonnée au « Bureau of Standards », qui sert à établir la distance absolue des repères micrométriques des microscopes avant et après chaque série d'observations.

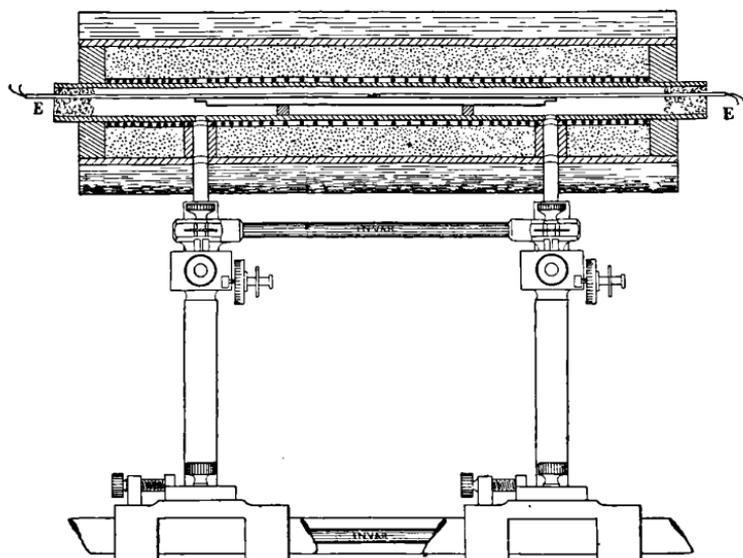


FIG. 3. — Section longitudinale du four montrant la disposition du barreau, des couples thermoélectriques EE et des microscopes.

La *fig. 5* représente une section verticale du four dans le sens de sa longueur. Le barreau de platine iridié, qui en occupe le centre, repose sur deux cales placées à l'intérieur d'un tube de porcelaine de 2 centimètres de diamètre intérieur. Un fil de nickel de 2 millimètres de diamètre est enroulé sur ce tube, qui dépasse de chaque côté les extrémités du barreau d'une longueur de 10 centimètres. Les spires extérieures sont un peu plus serrées en vue de compenser les pertes par les bouts.

Une couche isolante de magnésie calcinée entoure de toutes parts le fil de chauffe et le sépare de l'enveloppe du four constituée par un tube de porcelaine de 8 centimètres de diamètre. Un manchon d'eau est disposé autour du four. Au-dessous des faces polies du barreau portant les divisions, on a pratiqué dans les parois du four des

fenêtres étroites, de 3 millimètres de largeur sur 10 de longueur, destinées à l'observation des traits.

Les microscopes à micromètres qui servent à cet effet sont montés horizontalement sur de forts tubes de laiton, fixés eux-mêmes très solidement sur des chariots massifs de laiton. Ces chariots peuvent être déplacés d'un mouvement rectiligne, le long de deux barres d'acier de 2,5 centimètres de diamètre. Les deux chariots sont réunis par une tige d'invar, sur laquelle ils peuvent être solidement et invariablement fixés. Le système compact des deux microscopes peut être éloigné ou rapproché du four à l'aide d'organes particuliers, sans que la distance des axes des microscopes soit modifiée. Dans le cours des mesures, on constata que les dispositions prises pour assurer l'invariabilité de la position des microscopes n'étaient pas encore suffisantes, les supports s'inclinant légèrement l'un vers l'autre sous l'influence du rayonnement de l'observateur. Une deuxième barre d'invar, reliant les deux supports, fut alors placée au-dessus des microscopes, de manière à former un cadre rigide.

L'étroitesse des fenêtres, imposée par la nécessité d'éviter les pertes par les courants d'air, rendait le problème de l'observation des traits et de leur éclairage assez difficile. Nous avons adopté la disposition suivante : sur l'axe du microscope et à 5 ou 6 centimètres environ de l'objectif, nous fîmes monter de petits prismes à réflexion totale, de manière à rendre vertical l'axe du faisceau lumineux qui doit pénétrer dans le four, des fenêtres de verre à faces planes et parallèles, inclinées à 45° sur le rayon lumineux, étaient disposées (voir *fig. 6*), entre le four et le prisme à réflexion totale, afin de réfléchir verticalement la lumière d'une forte lampe à incandescence sans gêner aucunement l'observation des traits à travers le système optique.

Ce mode d'éclairage s'est montré satisfaisant ; les traits se détachent en noir sur le fond brillant du métal poli. Aux températures élevées, c'est l'inverse qui se produit ; les traits paraissent lumineux sur un fond plus sombre. Bien que tout éclairage extérieur soit inutile dans ces conditions, nous l'avons conservé par raison d'uniformité, même au-dessus de 800° .

La température du barreau était déterminée à l'aide de deux couples thermoélectriques introduits dans le four par les extrémités opposées et reliés entre eux de manière que leurs soudures chaudes,

occupant le même point, pouvaient être déplacées le long du barreau et donnaient une double lecture en chaque point. On pouvait ainsi étudier la distribution de la température le long du barreau.

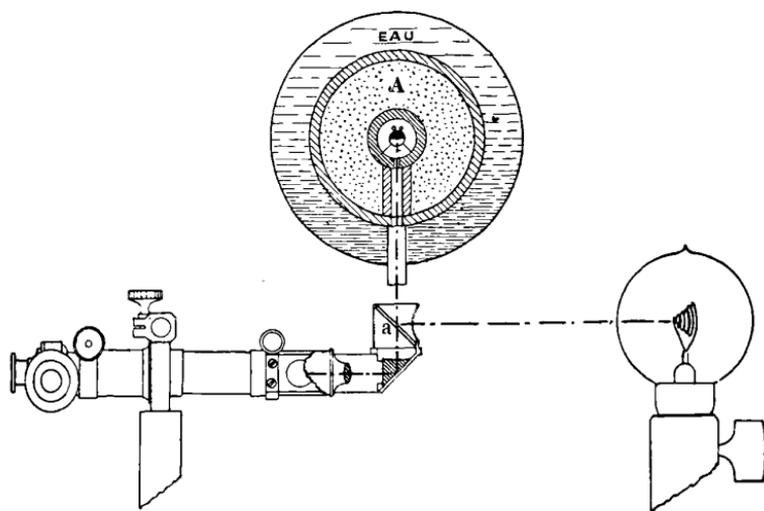


FIG. 6. — Section transversale du four montrant le dispositif servant à l'éclairage des traits par miroir incliné.

Cette disposition avait en outre l'avantage de fournir un contrôle sur l'état des couples thermoélectriques qui sont, comme nous l'avons dit, exposés à la contamination par l'iridium aux températures élevées. En effet, comme les deux couples situés dans la même région doivent avoir la même température, on est immédiatement averti qu'il y a contamination de l'un d'eux si leurs indications différent. M. W.-P. White ⁽¹⁾ a démontré que les parties les plus sensibles d'un élément ne sont pas celles dont la température est uniforme, mais les régions de brusque transition, c'est-à-dire celles voisines des extrémités du four. Dans notre four par exemple, la partie de l'élément exposée à la température constante ne donnerait lieu à aucune erreur, quelle que puisse être la contamination de cette même portion du fil; mais si une partie contaminée du fil venait à occuper la région comprise entre l'extrémité de la barre et l'extérieur du four, on constaterait immédiatement une différence dans les indications du couple.

WALTER-P. WHITE, *Phys. Rev.*, XXVI, p. 535-536; 1908.

Or le procédé suivi oblige à faire émerger du four des fractions diverses de chacun des couples employés et réalise ainsi les conditions les plus favorables au contrôle de l'intégrité des éléments ¹.

Les mesures faites à l'aide des couples thermoélectriques nous ont démontré que les ouvertures nécessaires à l'observation produisaient aux extrémités un refroidissement qui, dans le premier four employé, atteignait environ 40° à la température de 1000°. Dans un deuxième four, la température ne fut guère plus uniforme. Un essai fait à l'aide d'un troisième four, dont les spires terminales étaient encore plus serrées, fit constater une compensation exagérée. Dans un quatrième et un cinquième four, nous substituâmes au tube de porcelaine un tube de fer à parois épaisses, afin d'obtenir une plus grande uniformité. Le résultat fut meilleur que les précédents; mais il nous fut impossible de trouver un enroulement réalisant l'uniformité de la température entre les limites 0 et 1000°. Un enroulement qui donnait de bons résultats aux températures inférieures était insuffisamment compensé aux températures élevées. Il eût été évidemment possible d'obtenir une uniformité plus parfaite en subdivisant le fil de chauffe en sections ayant chacune un réglage particulier; mais nous y avons renoncé à cause des manipulations compliquées que cette disposition eût nécessitées et, en partie aussi, parce que les résultats obtenus avec des gradients de température fort différents nous ont paru donner des résultats bien concordants.

La grande difficulté que nous avons éprouvée à corriger les irrégularités de la température du four provient, pour une bonne part, de l'altération rapide du fil de nickel aux températures élevées. L'oxydation est si rapide qu'un enroulement ne donne les mêmes résultats que durant une ou deux séries. C'est ce qui nous a déterminés à remplacer ultérieurement le nickel par le platine pur.

Nous fîmes aussi quelques essais en fermant les ouvertures du four par des lames minces de quartz, mais nous dûmes renoncer à cet expédient, à cause des déplacements inévitables des images, causés par de petites variations dans l'inclinaison de ces lames.

(1) Dans la première partie de nos expériences, nous ne fîmes d'abord usage que d'un seul couple. Cependant, à la fin de longues séries de mesures, nous jugeâmes prudent d'associer au premier un deuxième couple, de la manière indiquée. Il devint alors évident que le premier couple était contaminé. Ses indications étant fortement erronées et de quantités indéterminées, nous fûmes obligés de supprimer plusieurs séries d'observations.

Par l'effet même de la dilatation, le barreau de 25 centimètres éprouve, entre 0° et 1 000°, une variation de longueur de 2^{mm},5 environ, de sorte que les traits qui occupaient d'abord le milieu du champ finissent par s'en écarter beaucoup aux températures élevées. Or, comme nous avons eu l'occasion de le reconnaître, l'apparence des traits change sensiblement suivant l'obliquité des rayons, et l'on constate un déplacement apparent des traits dû à cette obliquité.

Il convient par conséquent de ne rapporter les observations qu'aux traits voisins du fil fixe qui marque le milieu du champ. Sur le barreau de platine iridié, les traits tracés à cet effet étaient distants de 0^{mm},5, et nous avons dû nous borner, pour éviter les erreurs signalées ci-dessus, à observer seulement les traits des deux intervalles les plus voisins du fil fixe.

On procède aux mesures de la manière suivante :

L'étalon de bronze est d'abord introduit dans le four à la température de la salle et disposé sur ses supports. On effectue alors, une fois pour toutes, tous les réglages nécessaires pour obtenir un bon éclairage et une bonne mise au point et assurer le parallélisme des traits et des fils des micromètres. Les observations des trois traits voisins du fil fixe marquant l'axe du microscope sont effectuées à chaque micromètre en déplaçant d'abord le fil mobile de gauche à droite, puis dans le sens inverse.

La température de l'étalon est déterminée, avant et après les mesures de longueur, à l'aide d'un thermomètre à mercure dont le réservoir est placé à côté de la réglette. Par ces mesures on établit la distance absolue des fils fixes des microscopes, puis on enlève l'étalon de bronze pour le remplacer par le barreau de platine iridie. Il convient de remarquer que tous les réglages que comporte ce remplacement doivent être exécutés en agissant sur le barreau, sans toucher à la partie optique précédemment réglée.

Le barreau de platine occupant, par rapport au microscope, exactement la position qu'avait la règle de bronze, on dispose les couples thermoélectriques dans le tube intérieur du four, de manière que les soudures chaudes puissent être déplacées librement le long du barreau sans le dérégler, et l'on fait, comme précédemment pour l'étalon de bronze, une mesure de la température. Cette mesure, combinée avec la précédente, donne la longueur absolue du barreau à la température de la salle.

Le four peut alors être porté aux différentes températures choisies

pour l'étude de la dilatation. Dans nos premières expériences, nous avons choisi les points 200°, 400°, 600°, 800° et 1000°; les mesures ultérieures ont été faites à des températures plus rapprochées. La température du four ayant été portée au point choisi pour la mesure, on la maintient constante pendant trente minutes environ. On fait alors la lecture des deux couples thermoélectriques, les soudures chaudes de ceux-ci étant placées au milieu du barreau. Les pointés micrométriques sur la règle sont ensuite effectués, comme dans la première mesure, sur les traits voisins du fil fixe de chaque microscope, puis la température du centre du barreau est observée une deuxième fois. Immédiatement après ces observations et avant toute modification dans le réglage de la température du four, on effectue neuf observations des deux couples thermoélectriques, afin d'établir la distribution de la température le long du barreau. Ces observations sont faites d'abord au centre, en déplaçant les couples vers la gauche à 5, 10 et 12 centimètres du milieu. On reprend alors le centre et l'on observe aux points symétriques de la partie droite de la règle, enfin on répète l'observation au centre. On détermine ainsi avec exactitude les températures des différents points du barreau dont on vient de mesurer la longueur. De l'ensemble de ces mesures on déduit la température moyenne du barreau correspondant à chaque observation.

Nous avons reproduit dans le tableau suivant les écarts de température des différents points de la règle par rapport au milieu pour les températures les plus élevées obtenues avec les quatre fours employés.

Four	Température	Gauche			Droite		
		12 cm.	10 cm.	5 cm.	5 cm.	10 cm.	l.
I	1 044°	+ 28	+ 33	+ 17	- 11	- 31	- 11
II	994	- 51	- 21	- 10	+ 8	+ 8	- 11
III	1 001	- 31	- 25	- 9	+ 11	+ 17	+ 11
IV	1 000	- 36	- 27	- 11	+ 12	+ 17	11

On a traité séparément par le calcul chaque groupe de mesures faites avec un même four pour en déduire l'expression de la dilatation du platine iridié. Attribuant à chacune des quatre expressions obtenues un poids proportionnel au nombre des observations qu'elle représente, on en a déduit l'expression suivante, qui a été adoptée pour la réduction de toutes les mesures effectuées avec le réservoir de platine iridié :

$$10^6 \beta = 8.84 + 0.00131 t.$$

Sur un total de 46 observations, les erreurs résiduelles n'atteignent nulle part 1 0/0 de la dilatation. Nous avons reconnu que les écarts assez considérables des observations proviennent de ce que le barreau ne revient pas immédiatement à sa longueur initiale après avoir été chauffé et que ces effets résiduels se manifestent principalement aux températures inférieures.

Notre résultat peut être affecté par cette cause d'une erreur de 0,3 0 0, erreur qui correspond, dans les mesures du thermomètre à gaz avec le réservoir de platine iridié, à une erreur de température de 0°,23 à 1 000°.

Dilatation du platine rhodié. — La méthode que nous venons de décrire a été appliquée à la détermination de la dilatation du platine rhodié. Pour en augmenter la précision, nous y avons apporté quelques perfectionnements. Au lieu d'un barreau de 25 centimètres de longueur, nous avons employé une barre de 50 centimètres, ayant 6 millimètres de diamètre, préparée par M. Heraeus en même temps et du même alliage que le réservoir thermométrique. Cette barre portait à chaque bout, sur le plan neutre, une série de traits distants de 0^{mm},2, ce qui permettait de faire un plus grand nombre de lectures que sur les traits plus écartés de la règle de platine iridié, sans s'exposer à commettre d'erreurs de parallaxe. Enfin, à la suggestion de M. Chappuis, nous avons réalisé un contrôle direct de l'invariabilité de la distance des microscopes. Dans nos premières mesures, cette invariabilité était assurée simplement par la rigidité des supports reliés par des barreaux d'invar et par la protection de ces organes contre tout échauffement à l'aide du manchon d'eau qui entoure le four et des écrans interposés entre l'observateur et les supports. La concordance des résultats ne nous a donné d'ailleurs aucune raison de douter de la fixité des microscopes ; mais il a paru désirable d'avoir une preuve directe que la distance des microscopes ne varie pas pendant le chauffage du four. Nous avons appliqué à cet effet la disposition représentée dans la *fig. 7*, disposition au moyen de laquelle on peut maintenir dans le champ des microscopes une règle étalon, non chauffée, pendant toute la durée des observations, et contrôler ainsi à tout instant la distance des fils fixes des micromètres.

Les deux dernières séries de mesures furent exécutées avec ce dispositif, et l'on put constater que la distance des microscopes était restée constante à 3 μ . près, quoique, dans les deux premiers jours

748 DAY ET SOSMAN. MESURE DES TEMPÉRATURES ÉLEVÉES
 après le montage, il se soit produit des déplacements graduels
 atteignant 12 μ .

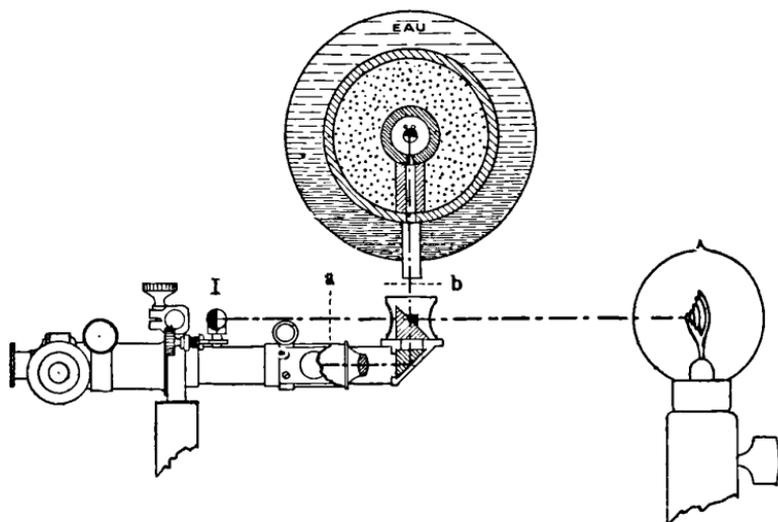


FIG. 7. — Section transversale du four électrique montrant le trajet des rayons lumineux servant à l'éclairage de la règle de platine rhodié et de la règle de comparaison I. Un écran placé en *a* masque la règle de comparaison, de sorte que la règle placée dans le four est seule visible; en mettant l'écran en *b*, on découvre seulement la règle de comparaison.

Les erreurs de température qui affectent les déterminations du coefficient de dilatation proviennent, comme nous l'avons indiqué plus haut, de ce qu'il n'est pas possible d'obtenir une température uniforme dans le four électrique. La longueur de celui-ci a été portée à 70 centimètres. Comme on changeait l'enroulement du fil de chauffe pour chaque série de mesures, la distribution de la température était modifiée chaque fois. Les erreurs provenant du défaut d'uniformité se trouvent ainsi éliminées en grande partie de la moyenne des résultats. Les erreurs provenant de la mesure même de la température ne dépassent probablement pas 2°, ce qui représente une erreur de 0,2 0/0 à la température la plus élevée. L'observation des températures était effectuée à l'aide de deux couples thermo-électriques accouplés, comme nous l'avons indiqué à propos des mesures sur le platine iridié. La température étant portée de 0° à 1 400°, l'allongement du barreau de platine rhodié était d'environ 7^{mm},8. Les lectures micrométriques comportaient une précision de 2 microns. Nous avons constaté, comme pour le barreau de pla-

tine iridié, des variations résiduelles de longueur, après l'échauffement de la règle. Bien que ces variations soient à peine supérieures aux erreurs expérimentales, les mesures indiquent cependant que la règle, observée immédiatement après son refroidissement, est un peu plus courte qu'à l'origine et qu'elle reprend graduellement sa longueur primitive.

Nous avons fait six séries de mesures de la dilatation du platine rhodié comprenant au total 43 observations échelonnées de 100 en 100 degrés entre 250° et 1400°. L'ensemble des résultats est représenté d'une manière satisfaisante par l'expression :

$$10^6 \beta = 8,79 + 0,00161t \text{ (}^1\text{)}.$$

Les erreurs résiduelles sont faibles, surtout si l'on considère que la variation de la température le long du barreau était différente pour chaque série. Dans certains cas, la température des bouts était plus basse que celle du milieu; dans d'autres cas, la température du milieu était plus basse que celle des extrémités, enfin, dans une série, l'un des bouts était plus chaud que le milieu, tandis que l'autre était plus froid. On peut donc admettre que les erreurs provenant du défaut d'uniformité de la température se compensent et n'affectent pas sensiblement le résultat moyen.

(A suivre.)

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

N° 2, 3, 4, 5, 6, 7 et 8 ; juillet-août 1912.

J BOUSSINESQ. — Des erreurs, parfois importantes au point de vue théorique, qu'entraînent les notions particulières d'expériences simplificatrices, adjointes aux lois générales de la Mécanique pour pouvoir arriver à des résultats saisissables. — P. 101.

Étude philosophique.

¹ On peut rapprocher de ce résultat les valeurs obtenues par MM. Holborn et Day pour la dilatation du platine pur :

$$10^6 \beta = 8,87 + 0,00132t,$$

et du platine iridié 80 Pt + 20 Ir :

$$10^6 \beta = 8,20 + 0,00142t.$$

G. BIGOURDAN. — Sur l'envoi de l'heure par signaux électriques et sur un moyen de faire donner ces signaux par une horloge. — P. 107.

Pour avoir une très grande précision dans l'heure reçue, il faudra que l'horloge elle-même envoie les signaux.

L'auteur propose pour cela de faire fermer un circuit par l'extrémité inférieure du balancier touchant le ménisque d'une colonne de mercure placée dans le circuit. Détails d'essais sommaires.

HENRY LE CHATELIER. — Sur la détermination des poids atomiques par la méthode du D^r Gustave Hinrichs. — P. 110.

Il est possible que les poids atomiques préconisés par le D^r Hinrichs soient exacts, mais son raisonnement ne le prouve pas.

GOUY. — Sur la pression existant à la surface du soleil. — P. 115.

Théorie montrant que la pesanteur peut rendre compte des faits observés sur le soleil, pourvu que la pression ne dépasse pas 10^9 atmosphère.

R. DE FORCRAND. — Sur le système : eau-cyclohexanol. — P. 119.

Courbe des températures de solidification. Il y a un eutectique (4,73 0/0 d'eau) de température de solidification égale à $-57^{\circ}, 4$.

A. GUILLET et M. AUBERT. — Expression de la force qui s'exerce entre deux conducteurs électrisés. Sphère et plan. — P. 139. — Éclateur électrométrique — P. 204.

Théorie mathématique conduisant à l'emploi d'un électromètre absolu qu'on construira facilement avec une sphère conductrice creuse très légère suspendue par un fil long et fin à un dynamomètre sensible en regard d'un conducteur plan horizontal.

Pour la distance explosive Δcm entre une sphère $R = 14$ millimètres) et un plan, cet appareil a donné (entre les limites $0^{mm}, 5$ et 10 millimètres) :

$$V u . e . s = 105 \Delta .$$

A. TIAN. — Variations du rayonnement de la lampe en quartz à vapeur de mercure avec le régime et la durée de fonctionnement. — P. 141.

Étude de la formation et de la destruction d'H²O² au sein de l'eau aérée, soumise au rayonnement d'une lampe portée à divers régimes. Aux tensions de 23 à 25 volts (pour une lampe de 150 volts), on constate dans l'ultra-violet l'existence d'une raie fine intense O², 1849.

Pour 30 volts, il se forme dans la raie élargie une raie d'absorption. Pour des tensions supérieures, les deux bandes limitant la raie inversée s'écartent, et on a un espace vide, dont la largeur croît de 0,2 angström par volt, tandis qu'apparaît sur le reste du spectre un fond continu qui vient renforcer les raies émises d'abord.

L'inversion de la raie 1849 est due à la vapeur non lumineuse du mercure qui, aux régimes poussés, entoure le filament central de l'arc. Il se produit en outre une altération progressive de l'enveloppe.

L. DUNOYER (1). — Sur la conductibilité de la vapeur de sodium. — P. 144 et 270.

G. MILLOCHAU. — Contribution à l'étude des décharges oscillantes. — P. 147 (2).

Le nombre n d'oscillations simples a pour valeur :

$$n = \left(\frac{V - V_0}{Va} \right) \left(\frac{C}{C + C_0} \right) \left(\frac{l_0}{l + l_0} \right).$$

V , différence de potentiel en volts entre les électrodes.

l , distance explosive en centimètres.

C , capacité du tube spectral.

V_0 , V_a , C_0 , l_0 , sont des constantes.

PH.-A. GUYE. — La loi d'action de masse. — P. 149.

La loi d'action de masse ne s'applique en toute rigueur qu'à des systèmes dont toutes les substances participant à la réaction suivent les lois de Mariotte et d'Avogadro ; mais l'expérience prouve que cette loi conduit à des résultats numériquement très voisins de ceux auxquels conduisent les réactions plus compliquées qui régissent les

Voir séances de la Société de Physique, résumé des communications, séance du 5 juillet 1912.

Voir aussi C. R., 30 octobre 1911.

732 COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES
équilibres dont toutes les substances ne satisfont pas aux lois d
Mariotte et d'Avogadro.

EUGÈNE WOURTZEL. — Densité et compressibilité du chlorure de nitrosyle.
P. 152.

Poids du litre normal de NOCl à 0° : 2^{sr},9919. D'où poids molé-
culaire : 65^{sr},456, différant de quantités de l'ordre des erreurs d'expe-
rience de :

$$65^{sr},468 = (N\ 14,008) + (Cl\ 35,460) + (O\ 16).$$

C. CHÉNEVEAU. — Sur la viscosité des solutions. — P. 154.

La viscosité passe par un maximum pour :

C ² H ⁶ O, 3H ² O	—	—	—	—	—	—
SO ⁴ H ² , H ² O	—	—	—	—	—	et d'acide sulfurique ;
NO ³ H, 2H ² O	—	—	—	—	—	et d'acide azotique.

La viscosité ne paraît pas indiquer, dans les solutions de corps
facilement hydratables, un grand nombre de composés.

CHOURIGUINE. — Sur les alliages du platine avec l'aluminium. — P. 156.

Courbe de solidification. Eutectique à point de fusion minimum
(639°) à 90/0 de platine. Existence du composé PtAl³. De 70 à 900 0
de platine, les alliages sont jaunes et non blancs, très cassants.

MARCEL GUICHARD et PIERRE-ROGER JOURDAIN. — Sur les gaz de l'alumin
P. 160.

Ces gaz (CO², CO, CH⁴, H, N) extraits des aluminiums plus ou
moins altérés proviennent en partie de la masse du métal, en partie
de la surface recouverte d'alumine. CO² y subit des variations
remarquables.

PAUL LEBEAU. — Sur une nouvelle détermination du poids atomique de l'uran
P. 163.

Étude du nitrate (NO³)² UO², 2H²O.

$$U = 238,5.$$

CH. MOUREU et A. LEPAPE. — Sur quelques mélanges gazeux naturels particulièrement riches en hélium. Gisements d'hélium. — P. 197.

Tableau des sources les plus importantes pour les richesses en hélium : Santenay (Côte-d'Or) source lithium, 5182 litres d'hélium par an; source Carnot, 17845 litres; Maizières (Côte-d'Or), source romaine, 1080 litres; Bourbon-Lancy (Saône-et-Loire), source du Lymbe, 10074 litres; Nérís (Allier), source César, 33990 litres; la Bourboule (Puy-de-Dôme), source Choussy, 3048 litres.

En admettant la conception de l'hélium fossile, libéré après une accumulation très longue dans les minéraux, l'hélium de la source Carnot, par exemple, exigerait la désagrégation par an de 2 tonnes de thorianite, ou 167 tonnes de pechblende, ou 300000 tonnes de granit.

JULES ANDRADE. — Sur la mesure des frottements. — P. 201.

On sait que si un corps tournant est soumis à une force pendulaire simple, et en plus à un frottement de moment constant, ce corps conserve des vibrations sinusoïdales, mais les semi-amplitudes décroissent en progression arithmétique.

D'où :

$$f = \frac{(u_0 - u_n) Mgl}{2nN\rho},$$

f coefficient de frottement, Mgl moment maximum de la pesanteur sur la roue pendule, $fN\rho$ moment sur le bras de levier ρ du frottement, u_0 et u_n valeurs absolues des semi-amplitudes commençantes de la première et de la $(n + 1)^{\text{e}}$ oscillation simple.

Cette méthode permet d'obtenir f à $\frac{1}{20000}$ près.

A. LEDUC. — Densités de quelques gaz et vapeurs. — P. 206.

Tableau des densités calculées et observées de 44 gaz ou vapeurs corps organiques en majeure partie). Les densités ont été calculées par la méthode décrite par l'auteur (¹).

¹) *Annales de Chim. et de Phys.*, 8^e série, t. XIX.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Sur les radiations efficaces dans la synthèse photochimique des composés quaternaires, dans la polymérisation de divers gaz et dans la photolyse de l'acétone. — P. 207.

On retrouve les mêmes radiations efficaces ($\lambda < 0^{\mu},3$) dans la formation à partir de $\text{CO} + \text{NH}^3$ ou H et la décomposition aussi bien de l'amide que de l'aldéhyde formique.

Le cyanogène se polymérise, même à l'ultra-violet solaire $\lambda > 0^{\mu},3$; mais l'acétylène ne se polymérise que dans l'ultra-violet $\lambda < 0^{\mu},3$.

La photolyse de CH^3COCH^3 pur en CO et CH^3CH^3 n'a pas lieu dans l'ultra-violet solaire, mais se produit avec la lampe à mercure en quartz. La solution aqueuse d'acétone, à la lampe à mercure, donne CO , C^2H^6 , ainsi que CH^4 et $\text{CH}^3\text{CO}^2\text{H}$. Ces deux derniers corps se produisent seuls aux rayons solaires.

M. AMANN. — Observation de l'éclipse de soleil du 16 et 17 avril à l'Observatoire d'Aostel (Italie). — P. 261.

Premier contact : $23^{\text{h}} 20^{\text{m}} 30^{\text{s}} 0$; deuxième contact : $2^{\text{h}} 6^{\text{m}} 34^{\text{s}}$.

L'étude photométrique montre que, tandis que la surface éclairante du soleil décroît des $\frac{6}{7}$, l'intensité lumineuse diminue à peine de la moitié de sa valeur primitive, les diverses couleurs du spectre présentant en outre une variation inégale d'intensité.

L. ANCEL. — La photométrie de l'éclipse de soleil du 17 avril 1912, à l'aide du sélénium et d'un galvanomètre photographique. — P. 267.

Courbe des déviations du galvanomètre en fonction du temps; point de rebroussement absolument net aussitôt après la totalité de l'éclipse.

P. NOGUÉS. — Un nouveau cinématographe à images très fréquentes. — P. 273.

Schéma du dispositif d'entraînement du film, permettant d'obtenir 180 images par seconde. En projetant avec un cinématographe ordinaire les vues ainsi obtenues (saut, vol, etc.), on peut observer le phénomène très facilement en ralentissement jusqu'à vingt fois ce phénomène photographié.

A. DE GRAMONT. — Sur les raies ultimes et de grande sensibilité du chrome, du manganèse, du fer, du nickel et du cobalt. — P. 276.

Chrome : raies	4 289,9 ; 4 275,0 ; 4 254,5 — 3 605,5 ; 3 593,6 ; 3 578,8 ;
Manganèse : raies	4 034,7 ; 4 033,2 ; 4 031,0 — 2 605,8 ; 2 593,8 ; 2 576,2 ;
Fer : raies	4 383,8 ; 4 046,0 ; 3 820,6 ; 3 816,0 ; 3 737,3 ; 3 735,0 ; 3 570,3 ; 3 565,5 ; 2 755,8 ; 2 749,4 ; 2 730,6 ; 2 599,5 ; 2 598,54 ; 2 395,7 ; 2 382,2 ;
Nickel : raies	3 858,5 ; 3 807,3 ; 3 619,5 ; 3 524,7 ; 3 515,2 ; 3 414,9 3 038,1 ; 2 416,2 ; 2 316,1 ; 2 303,1 ;
Cobalt : raies	4 121,5 ; 4 118,9 ; 3 894,2 ; 3 845,6 ; 3 453,7 ; 3 395,6 ; 2 663,7 ; 2 580,3 ; 2 420,8 ; 2 389,0 ; 2 378,7 ; 2 363,9 ; 2 311,7 ; 2 286,2.

FÉLIX BIDET. — Équilibre chimique du système : gaz ammoniac et chlorhydrate d'éthylène diamine $C^2H^4(NH^2)^2$, $2HCl$. — P. 279.

Il existe, à 0° et au-dessous, deux valeurs distinctes à la même température pour la pression limite, mais au-dessus de 0°, cette pression n'a qu'une seule valeur. Peut-être, à $t < 0$, se forme-t-il $(C^2H^4NH^2)^2$, HCl , puis, dans une seconde phase, y a-t-il déplacement de la base qui s'unit en partie à son chlorhydrate.

J. LARGUIER DES BANCELS. — Sur la solubilité des résinates colorés soumis à l'action de la lumière. — P. 280.

Les résinates exposés à la lumière deviennent, au bout d'un certain temps, insolubles dans le benzène, le toluène, le xylol ; par contre, ils deviennent solubles dans les alcools éthylique et méthylique, solubilisation provoquée essentiellement par les rayons de courte longueur d'onde. La sensibilité des plaques varie du reste avec le degré de dessiccation : c'est ainsi que le résinate, irradié ou non, se dissout dans l'alcool si sa dessiccation a été poussée trop loin.

A. GUASCO. — Sur la construction d'un toximètre à gaz oxyde de carbone.
P. 282.

C'est un thermomètre différentiel de Leslie ; l'une des ampoules est en platine, qui, sous forme de mousse ou de noir, absorbe à froid les

gaz, CO surtout, en dégageant de la chaleur. Les deux ampoules sont hermétiquement enfermées dans une enveloppe, où les gaz pénètrent par endosmose à travers une cloison poreuse. Sensibilité : $\frac{1}{10\,000}$ de CO dans un mélange gazeux.

PIERRE GIRARD. — Sur la charge électrique des globules rouges du sang. — P. 308.

Les globules du sang portent une charge électrique, négative dans le sérum, les solutions isotoniques de saccharose et de NaCl, mais qui devient positive dans la solution isotonique de nitrate de lanthane (ion trivalent). L'addition de NaCl à cette dernière solution fait reparaitre la charge négative. La densité électrique des globules est plus grande dans la solution de saccharose que dans le sérum, dans le sérum que dans la solution de NaCl.

M^{me} et M. VICTOR HENRI. — Variation du pouvoir abiotique des rayons ultra-violetts avec leur longueur d'onde. → P. 315.

Le pouvoir abiotique et le coefficient d'absorption par le protoplasme des rayons ultra-violetts augmentent continuellement, et dans les mêmes proportions, lorsque la longueur d'onde diminue.

MAURICE HÖLDERER. — Mécanisme de l'arrêt des diastases par filtration. — P. 318

L'arrêt est dû à une affinité des micelles pour la porcelaine, c'est-à-dire à une teinture.

J. VALLOT. — L'absorption comparée, entre le mont Blanc et Chamonix, des radiations chimiques et calorifiques du soleil. — P. 332.

La comparaison en bloc des radiations chimiques et des radiations calorifiques montre que leur rapport conserve la même valeur à Chamonix et au mont Blanc. Le spectre se transmet donc sensiblement semblable à lui-même à travers un tiers de l'atmosphère Chamonix : pression 762 millimètres; mont Blanc : pression au même moment 448 millimètres). Ce résultat est contraire à l'hypothèse d'un triage des rayons et d'une absorption énorme par la haute

atmosphère; le chiffre admis pour la constante solaire, 4 à 5 calories, paraît trop élevé.

Les résultats de la journée entière au mont Blanc montrent que les rayons les plus réfrangibles sont beaucoup plus absorbés par les grandes épaisseurs, ce qui explique la couleur rouge de l'horizon au coucher du soleil.

JEAN ESCARD. — Contribution expérimentale à l'étude de la formation des cratères lunaires. — P. 338.

L'auteur a reproduit les cratères à bourrelets de la lune en fondant certaines matières semi-fluides ou pâteuses vers leur point de fusion bitumes, mélanges de bitume et de résine ou de sable fin, additionnées d'une petite quantité d'eau. Peu après la fusion complète, l'eau se fait jour à travers la masse et donne des cratères à bourrelets. Photographie.

La lune a probablement dû absorber peu à peu son eau superficielle, et cette eau occluse, poussée par un dernier reste de chaleur interne, se faisant jour à travers les couches superficielles, a donné naissance aux cratères, à bourrelets de faible saillie.

ANDRÉ BROCHET. — Sur la polarisation des électrodes. — P. 340.

Dans un électrolyseur à anode, il y a une tension réelle de polarisation qui se compose d'une tension anodique et d'une tension cathodique, du reste différentes. Étude par la méthode appliquée pour la figuration des lignes équipotentiellles (¹). Ces tensions peuvent atteindre 2 à 3 centièmes de volt pour une intensité de l'ordre de 1 ampère par décimètre carré.

A. BERTHAUD. — Démonstration élémentaire de la loi d'action de masse. — P. 343.

Dans un cylindre vertical à température uniforme contenant un gaz supposé parfait, on a :

$$\log p_2 = \log p_1 - a'dh$$

ou

$$\log p_2 = \log p_1 - amh$$

¹) C. R., t. CLIII; 1914.

p_1 et p_2 pressions aux niveaux 1 et 2 différents de h , d densité, m poids moléculaire du gaz, a' et a des constantes indépendantes de la nature du gaz.

Considérons alors un mélange d'I, H, HI. On a :

$$\begin{array}{lll} \text{I} & \log p'_1 & = \log p_1 - am_1h \\ \text{H} & \log p'_2 & = \log p_2 - am_2h \\ \text{HI} & \log p' & = \log p - amh \end{array}$$

D'où

$$\log \frac{p'_1 p'_2}{p'^2} = \log \frac{p_1 p_2}{p^2} + ah(m_1 + m_2 - 2m)$$

et comme $m_1 + m_2 = 2m$,

$$\frac{p_1 p_2}{p^2} = \text{constante.}$$

EUGÈNE WOURTZEL. — Synthèse du gaz chlorure de nitrosyle et poids atomique du chlore. — P. 345.

Synthèse de NOCl par union directe. Si on prend $N = 14,008$, on a $Cl = 35,460$.

M^{lle} CÉCILE SPIELREIN. — Équilibre du sulfate de lithium et des sulfates alcalins en présence de leur solution mixte. — P. 346.

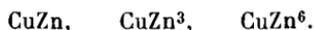
Le sulfate de lithium donne à 20-25° une combinaison définie :



et les courbes isothermes représentant la composition des solutions en équilibre avec une phase solide présentent trois branches correspondant, l'une au sulfate de lithium cristallisé existant au contact de la solution, la seconde au sel double, et la troisième au sulfate alcalin mis en présence du sel de lithium.

LUIGI NORSA. — Sur les propriétés électriques des alliages Cu-Zn. — P. 348.

Étude de la conductivité et de son coefficient de température, étude du pouvoir thermo-électrique. Tableaux, courbes. Existence de maxima correspondant à :



VLADIMIR SMIRNOFF. — La dilatation thermique des alliages d'aluminium et de zinc. — P. 331.

Courbe, tableau, existence de Al^2Zn^3 . Le maximum du coefficient de dilatation correspond à une solution solide.

Les alliages contenant des cristaux de Al^2Zn^3 présentent à 260-270° un changement brusque des dimensions, ce qui démontre l'existence d'une transformation des cristaux de Al^2Zn^3 , accompagnée d'un changement linéaire des dimensions de 0,26 0 0.

G. MASSOL. — Sur la radioactivité des eaux thermominérales d'Usson (Ariège). — P. 373.

Les gaz dissous et spontanés de toutes les sources d'Usson sont constitués par H^2S , CO^2 , surtout N et des gaz rares. Ils sont radioactifs et leur radioactivité est due à l'émanation du radium.

Prince B. GALITZINE. — Détermination de la profondeur du foyer d'un tremblement de terre et de la vitesse de propagation des ondes sismiques dans les couches superficielles de l'écorce terrestre. — P. 375.

Théorie mathématique. Application au tremblement de terre ressenti dans le sud de l'Allemagne le 16 novembre 1911.

F. de MONTESSUS de BALLORE. — Périodes de Brückner et tremblements de terre destructeurs. — P. 379.

Il n'existe aucune relation entre le nombre de séismes et les périodes sèches ou humides, chaudes ou froides de Brückner.

A. GUILLET. — Réalisation du mouvement circulaire uniforme par action périodique synchronisante. — P. 392.

Le dispositif n'utilisant que des actions électriques comprend : 1° un oscillateur (pendule, pendule de torsion, diapason, etc. d'amplitude constante et ses contacts; 2° deux paires d'électros, d'axes à angle droit (stator); 3° un axe portant divers organes : rotor magnétique ou électro-magnétique, commutateurs de répartition des cou

rants d'excitation, cylindre volant recevant ou distribuant les signaux.

Quand le pendule passe par sa position d'équilibre, le courant d'excitation de l'une des paires d'électros change de sens; il en est de même pour le courant d'excitation de l'autre paire d'électros, chaque fois que l'axe a fait un demi-tour, c'est-à-dire $\frac{1}{4}$ de période après. Le rotor est alors soumis à un champ magnétique constant stationnant pendant $\frac{1}{4}$ de période suivant les bissectrices du stator et passant instantanément d'une position à la suivante.

Avec deux oscillateurs diphasés, on produit un champ magnétique tournant rigoureusement périodique permettant d'appliquer au rotor un couple de moment constant.

C. DAUZÈRE. — Sur les changements qu'éprouvent les tourbillons cellulaires quand la température s'élève. — P. 394.

Suite des intéressantes recherches de l'auteur ⁽¹⁾ sur la cire d'abeille qui a bouilli quelque temps avec une solution saline. La température diminue le nombre des cellules, mais augmente considérablement leurs dimensions; les hexagones deviennent des quadrilatères irréguliers ou des losanges à côtés inégaux. Le réseau comprend de grandes et petites coupures, mais la régularité tend à reparaitre à température élevée, avec des mailles beaucoup plus grosses; les tourbillons cellulaires ont alors un relief analogue à celui d'un plat à barbe.

F. SCHWERS. — A propos de la note de M. P.-Th. Muller et M^{lle} V. Guerdjikoff « Sur la réfraction et la rotation magnétique des mélanges ». — P. 398.

Les expériences de M. Schwers ⁽³⁾ infirment les conclusions des auteurs précédents : « L'indice de réfraction des mélanges binaires suit une marche sensiblement linéaire en fonction de la concentration avec rupture très brusque à un titre déterminé .» Il n'y a pas de rupture.

⁽¹⁾ C. R., 15 avril 1912.

⁽²⁾ C. R., 19 février 1912.

⁽³⁾ *Bulletin de l'Ac. royale de Belgique*, 1910-11-12.

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Photolyse des sucres à fonction cétonique par la lumière solaire et la lumière ultra-violette. — P. 401.

La lumière solaire, agissant sur les cétozes, dégage CO, et il se forme l'alcool contenant un atome de C en moins. En outre, la photolyse est d'autant plus lente et plus faible que la chaîne est plus longue. Sous l'action de la lumière ultra-violette, il se dégage CO, CO², H², CH⁴; les solutions brunissent et elles sont franchement acides.

MARC LANDAU. — Sur l'application de l'énergie lumineuse à l'étude de quelques questions de l'analyse chimique. — P. 403.

On peut analyser un mélange de C²H⁴, H², C²H⁶ en utilisant la lumière ultra-violette. On commence par la photo-polymérisation du carbure non saturé. Cette réaction très lente terminée, on mesure la contraction, on y ajoute de l'O, et on procède à la photo-combustion de l'éthane.

M. et M. VICTOR HENRI. — Excitabilité des organismes par les rayons ultra-violets. Temps de latence. Loi de l'indépendance thermique. Phénomènes de fatigue et de réparation. — P. 414.

L'animal ne réagit pas du tout pour une illumination très brève; mais, si on augmente la durée, il y a une limite (temps de latence, seuil de durée de l'ordre de $\frac{1}{5}$ à $\frac{1}{10}$ de seconde), pour laquelle l'animal réagit une fraction de seconde après la fin de l'irradiation.

L'excitabilité par les rayons ultra-violets est indépendante de la température.

Les phénomènes de fatigue et de réparation observés ont leur siège avant tout dans les organes périphériques; le seuil de durée correspond à la durée des réactions photo-chimiques et des processus de diffusion et d'osmose qui se produisent à la périphérie.

LUCIEN VALLERY. — Étude sur la coagulation de l'albumine par la chaleur et sur sa précipitation par l'iodomercurate de potassium. Conséquences au point de vue de son dosage pondéral et volumétrique. — P. 417.

En présence des acides dissociés en solution aqueuse, il se fait, dans la coagulation par la chaleur, une hydrolyse capable de fausser

le dosage; avec les acides non dissociés (acide caproïque normal par exemple), la coagulation est pratiquement intégrale. L'albumine de l'urine, du sérum, l'ovalbumine et la caséine du lait absorbent le mercure, dans le réactif de Tanret, suivant une loi analogue à celle des réactions monomoléculaires.

R. BOULOUCH. — Propriétés des surfaces quasi-aplanétiques dans les systèmes de dioptrés sphériques centrés. — P. 423.

Si on place, dans un système centré, un diaphragme à petite ouverture circulaire centrée sur l'axe, pour tous les points un peu éloignés, le faisceau émergent présentera deux focales. Ces focales seront confondues pour deux points quasi-stigmatiques, et quand la direction moyenne variera, ces points décriront deux couples de surfaces quasi-aplanétiques conjuguées de sommet sur l'axe. L'auteur montre que ces surfaces rencontrent l'axe en des points inverses et que les centres de courbure, aux sommets de ces surfaces, sont des points conjugués de Gauss.

GEORGES BAUME et P. PAMFIL. — Courbes de fusibilité des systèmes volatils : mécanisme de la formation des éthers ⁽¹⁾. — P. 426.

Dans les réactions de substitution, on distingue trois zones : zone d'indifférence à basse température ; à température plus élevée, zone d'addition et enfin zone de substitution. Les catalyseurs diminuent la zone d'indifférence et abaissent la limite supérieure de la zone d'addition. Application au système CH^3OH , $\text{C}^2\text{H}^5\text{CO}^2\text{H}$, HCl (catalyseur). En ajoutant à la combinaison $\text{C}^2\text{H}^5\text{CO}^2\text{H} + \text{HCl}$ de l'alcool méthylique, on caractérise la formation de la combinaison d'addition $\text{C}^2\text{H}^5\text{CO}^2\text{H} + \text{HCl}$, CH^3OH .

En partant au contraire de $\text{CH}^3\text{OH} + \text{HCl}$ et ajoutant de l'acide propionique, il se forme du propionate de méthyle, composé de substitution.

G. TIMOFÉEF. — Sur l'écroûissage et le recuit du zinc. — P. 430.

Photographies micrographiques de zinc fondu, écroûi par compression à froid, recuit et écroûi. Le recuit est lent vers 20 :

¹, Voir aussi *C. R.*, t. *CL*; 1911.

la vitesse de recristallisation croît avec la température et, pour une même durée de chauffe, la grosseur des grains est d'autant plus grande que la température est plus élevée.

RICHARD BIRKELAND. — Sur la trajectoire d'une particule électrisée dans un champ magnétique. — P. 447.

Théorie mathématique.

L. WERTENSTEIN. — Sur l'absorption des projections radioactives et sur l'ionisation qu'elles produisent. — P. 450.

Étude de l'absorption du rayonnement constitué par la projection radioactive du radium B par le radium A. Pour l'air sous la pression de 1 millimètre et l'hydrogène sous la pression de 6 millimètres, les pouvoirs absorbants sont identiques. Le nombre des particules diminue peu jusqu'à 5 centimètres; ensuite il diminue rapidement pour atteindre quelques centièmes de la valeur initiale pour une distance de 10 centimètres. La projection du radium B produit une ionisation intense des deux gaz, ionisation qui décroît quand la vitesse de l'atome projeté décroît (à l'inverse de ce qui a lieu pour les rayons α) et dont la chute est plus rapide dans l'hydrogène que dans l'air.

S. RATNER. — Sur les mobilités des atomes-ions radioactifs dans les gaz. P. 453.

Étude des mobilités des atomes du radium B projeté par le radium A.

. On trouve :

$$K_{\text{air}} = 1,35; \quad K_{\text{H}^2} = 5,65,$$

à la pression atmosphérique. Pour les ions positifs ordinaires, on a :

$$K_{\text{air}} = 1,37; \quad K_{\text{H}^2} = 6,12.$$

JEAN BIELECKI et VICTOR HENRI. — Étude quantitative de l'absorption des rayons ultra-violetés par les alcools, acides, éthers, aldehydes et cetones de la serie grasse. — P. 436.

Historique. — L'absorption augmente lorsque la molecule devient plus complexe; les alcools présentent une absorption continue qui augmente régulièrement depuis λ 3000 jusqu'à 2144; les acides

possèdent un très grand pouvoir absorbant, et pour les acides bibasiques, l'absorption est plus grande quand les deux groupements acides sont liés directement entre eux; les éthers absorbent moins que les acides correspondants; la fonction aldéhyde est caractérisée par une bande vers 2800 et une absorption forte de l'ultra-violet extrême; la fonction cétone est caractérisée par une bande vers 2680 et une absorption faible de l'ultra-violet extrême.

PORTEVIN. — Effet de la trempe sur la résistance électrique des bronzes et des laitons. — P. 459.

La résistance est augmentée. Cette augmentation de la résistivité par trempe au-dessus de la température de formation de l'eutectoïde apparaît comme constant pour les alliages Fe — C, Cu — Sn, Cu — Zn et Cu — Al.

GEORGES BAUME et F.-LOUIS PERROT. — Sur le poids atomique du chlore. P. 461.

Action de HCl gazeux sur NH³ liquéfié. Pour N = 14,009, on trouve :

$$\text{Cl} = 35,465.$$

G. BOIZARD.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE

T. XXIII; Juin et Juillet 1912.

C.-G. DARWIN. — Théorie de l'absorption et de la dispersion des rayons α . P. 901-920

Bragg⁽¹⁾ a montré que le nombre des particules α demeurait constant après qu'elles ont traversé la matière et que l'effet d'absorption devait être attribué à des changements de vitesse. Geiger² a trouvé expérimentalement que, pour le mica, la variation de la

(1) *Phil. Mag.*, t. X, p. 318; 1905.

(2) *Proc. Roy. Soc. A.*, t. LXXXIII, p. 505; 1910.

vitesse v en fonction de la distance x parcourue à partir de la source (courbe des vitesses) pouvait être représentée par l'équation :

$$v^3 = V^3 \left(1 - \frac{x}{R} \right),$$

V désignant la vitesse initiale et R le pouvoir pénétrant des rayons.

Dans le présent mémoire l'auteur s'est proposé d'établir théoriquement l'équation de cette courbe des vitesses et d'en examiner les diverses conséquences. Il étudie aussi, mais moins complètement, la dispersion des rayons α .

I. *Absorption*. — L'auteur adopte la structure atomique proposée par Rutherford (¹) : l'atome est formé d'un groupe d'électrons maintenus par un champ de force de nature inconnue autour d'une charge centrale qui neutralise la charge des électrons et que l'on suppose être le siège de la masse de l'atome.

Dans les différents problèmes, l'auteur envisage toujours parallèlement les deux hypothèses suivantes : 1° les électrons sont distribués à l'intérieur du volume d'une sphère ayant son centre au centre de l'atome (*distribution en volume*) ; 2° les électrons sont disposés à la surface de cette sphère (*distribution en surface*).

En traversant l'atome, une particule α exerce, sur le centre de l'atome et sur les électrons, des forces que l'on suppose varier en raison inverse du carré de la distance. Cette particule peut jeter un électron hors de l'atome, ce qui produit l'ionisation du milieu environnant. En même temps, la vitesse de la particule est affaiblie. — Dans l'atome, entre un électron et le reste de l'atome existe certainement un champ de force ; ce champ est tout à fait inconnu ; mais la facilité de l'ionisation par choc suggère qu'il n'est pas très grand. Pendant le temps très court qu'une particule α reste dans le voisinage d'un électron, on peut négliger les forces produites par le reste de l'atome vis-à-vis de celle, de beaucoup supérieure, qu'exerce la particule α . — On admet enfin que la perte moyenne de vitesse d'une particule α , après un certain nombre de collisions, est égale à la somme des pertes moyennes produites par chaque collision ; cette hypothèse simplifie le problème de l'absorption et le rend plus facile à traiter que celui de la dispersion transversale.

A l'aide de ces hypothèses, l'auteur établit que la vitesse v à la dis-

¹ *Phil. Mag.*, t. XXI, p. 669 ; 1911.

tance x de la source est exprimée par la relation :

$$8\pi k N n \sigma^2 x = E \log \left(1 + \frac{\sigma^2 V^4}{\lambda^2} \right) - E \log \left(1 + \frac{\sigma^2 v^4}{\lambda^2} \right);$$

k représente le quotient $\frac{m}{M}$ de la masse de l'électron par la masse de la particule α ; N , le nombre d'atomes par centimètre cube; n , le nombre d'électrons dans chaque atome; σ , le rayon de l'atome; E , une fonction obtenue par une quadrature et dont la signification est précisée dans le mémoire; V , la vitesse initiale de la particule; λ , l'expression $(1+k) \frac{Ee}{m} = \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{M} \right) Ee$, E et e désignant la charge d'une particule α et d'un électron.

N et n interviennent dans la formule par leur produit Nn , qui représente le nombre total des électrons par centimètre cube. Il est intéressant de remarquer que la forme de la courbe des vitesses dépend de ce nombre total des électrons par centimètre cube et du rayon de l'atome, mais pas du tout du nombre des atomes ni du nombre des électrons dans chaque atome; σ varie avec les substances et par suite aussi la forme de la courbe.

Qualitativement la forme des courbes ainsi obtenues concorde avec les données expérimentales. L'auteur a cherché en outre des vérifications numériques. Il applique l'équation au cas des particules α émises par le radium C dans l'air. Si l'on désigne par R le pouvoir pénétrant des rayons α (distance parcourue jusqu'à ce que r s'annule), l'équation devient :

$$8\pi N n k \sigma^2 R = E \log \left(1 + \frac{\sigma^2 V^4}{\lambda^2} \right).$$

Toutes les grandeurs qui entrent dans cette relation sont bien connues, sauf σ et n . Pour σ l'auteur admet une valeur voisine de celle qu'indique la théorie cinétique des gaz; il fait les calculs pour trois valeurs de σ : 10^{-8} , $10^{-8.5}$ et 10^{-9} centimètres; il obtient pour n les valeurs :

$$7,4; \quad 11,1 \quad \text{et} \quad 19,2$$

en admettant une distribution en volume des électrons; et les valeurs :

$$8,7; \quad 13,2 \quad \text{et} \quad 22,7$$

avec une distribution en surface.

Quoique σ soit très incertain, on voit que l'on obtient pour n des valeurs voisines du poids atomique. Par une méthode basée sur l'étude de la dispersion des rayons α , Rutherford avait trouvé que le nombre des électrons est égal à la moitié du poids atomique. Ces résultats sont concordants.

De la comparaison des pouvoirs absorbants de minces couches de différentes substances (on n'a expérimenté que sur des éléments), l'auteur déduit les valeurs de σ et de n pour ces substances. Ces valeurs dépendent, bien entendu, de la valeur prise initialement pour le rayon σ de l'atome d'air. Pour l'or, par exemple, l'auteur trouve successivement, pour les trois valeurs de σ admises pour l'air :

$$\begin{array}{l} \sigma : 10 \times 10^{-10}; \quad 6,9 \times 10^{-10} \quad \text{et} \quad 4 \times 10^{-10} \\ n : \quad 89 \quad ; \quad \quad 117 \quad \quad \quad \text{et} \quad \quad 182 \end{array}$$

dans le cas d'une distribution en volume des électrons ; et

$$\begin{array}{l} \sigma : 9 \times 10^{-10}; \quad 6,1 \times 10^{-10}; \quad \text{et} \quad 3,6 \times 10^{-10} \\ n : \quad 113 \quad ; \quad \quad 132 \quad ; \quad \quad \text{et} \quad \quad 230 \end{array}$$

dans le cas d'une distribution en surface.

L'auteur a encore examiné le plomb, l'étain, l'aluminium. D'une façon générale, le nombre des électrons est intermédiaire entre le poids atomique et sa moitié; le rayon de l'atome décroît quand le poids atomique augmente.

Pour l'hydrogène, le calcul indique :

$$\sigma = 4,3 \times 10^{-8} \quad \text{et} \quad n = 0,99$$

pour une distribution en volume ; et

$$\sigma = 6,7 \times 10^{-8} \quad \text{et} \quad n = 1,01$$

pour une distribution en surface. Les valeurs de n sont toutes deux très voisines de l'unité. Les valeurs de σ sont très différentes.

Or, dans le cas où il existe dans l'atome un seul électron, on ne peut concevoir de grandes différences physiques entre une distribution des électrons en volume et une distribution en surface ; il est donc probable que le calcul utilisé ne doit être qu'approché toutes les fois que l'atome ne renferme qu'un très petit nombre d'électrons.

II. *Dispersion.* — Le mécanisme qui rend compte de l'absorption peut aussi rendre compte de la dispersion. Toutefois le problème est

ici plus compliqué : lorsqu'un électron est très voisin du chemin suivi par une particule α , il exerce sur la particule un effet plus grand que la moyenne, effet qui n'est pas contrebalancé par l'absence d'électrons dans les rencontres suivantes.

Pour étudier la dispersion, il est bon de diviser l'action exercée par l'atome en deux parties : la première, due à la distribution régulière moyenne des électrons et à la charge centrale, produit une déviation de la particule dans un plan passant par le centre de l'atome ; la deuxième, due à l'existence éventuelle d'électrons très voisins du chemin d'une particule α , peut produire une déviation orientée d'une façon quelconque.

Aussi est-il difficile d'avoir une solution complète du problème de la déviation des particules α . L'auteur en propose une solution approchée qui est en bon accord avec l'expérience.

E. BUCKINGHAM. — Sur la démonstration de la loi du déplacement de Wien.
P. 920-931.

L'auteur montre que la loi de Wien peut être déduite *a priori* des principes généraux de la thermodynamique et de la théorie électromagnétique de la lumière, par des considérations élémentaires :

Dans une seconde, l'énergie des radiations comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$, qui traversent un élément de surface ds , et sont contenues dans un cône d'ouverture $d\omega$, au voisinage de la normale, peut être exprimée par :

$$R_\lambda \cdot d\lambda \cdot ds \cdot d\omega$$

R_λ étant le « vecteur radiant » au point considéré de l'élément.

Considérons une enceinte fermée, où l'on a fait le vide, et dont les parois sont parfaitement réfléchissantes. Si V représente la vitesse de propagation de la lumière, la densité cubique de l'énergie radiante ρ_λ est :

$$(1) \quad \rho_\lambda \cdot d\lambda = \frac{4\pi R_\lambda d\lambda}{V}.$$

Si v est le volume de l'enceinte, la quantité totale d'énergie rayonnante (comprise entre λ et $\lambda + d\lambda$) qu'elle renferme sera $v\rho_\lambda d\lambda$.

Soit M une portion de paroi d'aire s animée d'une vitesse βV vers l'extérieur, β étant une quantité infinitésimale.

Si un train d'ondes de période T frappe M sous une incidence Φ , la période T' d'arrivée des ondes en un point de M est (principe de Döppler-Fizeau) :

$$2) \quad T' = \frac{T}{1 - \beta \cos \Phi} = T(1 + \beta \cos \Phi) - r_a \cdot T.$$

Un train d'ondes partant de M avec la période T' sous un angle Ψ arrive en un point de l'espace avec la période :

$$3 \quad T'' = T'(1 + \beta \cos \Psi) = r_d \cdot T'.$$

Reste à trouver l'effet global sur la période initiale T de toutes les arrivées et de tous les départs d'ondes, pendant un temps très long t , les angles Φ et Ψ prenant toutes les valeurs possibles entre 0 et $\frac{\pi}{2}$.

Le changement produit par un grand nombre d'arrivées et de départs successifs est de la forme :

$$r_a r_d \cdot r_a' r_d' \cdot r_a'' r_d'' \dots \text{etc.}$$

qu'on peut écrire :

$$(r_a \cdot r_a' \cdot r_a'' \dots) (r_d \cdot r_d' \cdot r_d'' \dots).$$

Évaluons chacun des deux termes séparément.

Dans le temps t , la quantité d'énergie sensiblement monochromatique, λ , qui frappe M sous des angles compris entre Φ et $\Phi + d\Phi$ est :

$$t \cdot R_\lambda d\lambda \cdot s \cos \Phi \cdot 2\pi \sin \Phi d\Phi;$$

la quantité totale d'énergie présente dans l'enceinte est, d'après l'équation (1),

$$v \frac{4\pi R_\lambda d\lambda}{V}.$$

Par suite, le nombre de fois n que chaque élément d'énergie de l'enceinte a dû frapper M sous des angles compris entre Φ et $\Phi + d\Phi$ pendant le temps t est :

$$4 \quad n = \frac{t \cdot R_\lambda d\lambda \cdot s \cos \Phi \cdot 2\pi \sin \Phi d\Phi}{v \frac{4\pi R_\lambda d\lambda}{V}} = \frac{Vts}{2v} \cos \Phi \sin \Phi d\Phi.$$

D'après l'équation (2), l'effet de toutes ces arrivées est d'accroître la période dans le rapport :

$$(5) \quad r_a^n = (1 + \beta \cos \Phi)^n = 1 + n\beta \cos \Phi = 1 + \frac{\beta Vts}{2v} \cos^2 \Phi \sin \Phi d\Phi$$

et comme βVts est l'accroissement infinésimal de volume Δv produit pendant le temps t par le mouvement de M, le rapport précédent peut s'écrire :

$$(6) \quad r_a^n = 1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta v}{v} \cos^2 \Phi \cdot \sin \Phi \cdot d\Phi.$$

Mais, pendant le même temps t , l'énergie rayonnante a également frappé M un grand nombre de fois sous chaque angle possible entre 0 et $\frac{\pi}{2}$ et l'équation (6) est applicable à chaque angle. L'effet total de toutes ces arrivées, sous tous les angles possibles, sera de changer la période dans un rapport égal au produit de toutes les expressions de la forme (6), pour toutes les valeurs de Φ ; en négligeant les termes en β d'ordre élevé, la valeur du produit sera :

$$(7) \quad 1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta v}{v} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 \Phi \sin \Phi d\Phi = 1 + \frac{1}{6} \frac{\Delta v}{v}.$$

Les départs d'onde de M produiront de même un accroissement de période dans le rapport de $1 + \frac{1}{6} \frac{\Delta v}{v}$.

Finalement le résultat combiné des deux séries d'effet est d'accroître la période de chaque élément de radiation dans le rapport :

$$(8) \quad \frac{T + \Delta T}{T} = \left(1 + \frac{1}{6} \frac{\Delta v}{v}\right)^2 = 1 + \frac{1}{3} \frac{\Delta v}{v}.$$

d'où l'on tire :

$$(9) \quad \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{1}{3} \frac{\Delta v}{v}.$$

Ce résultat est vrai pour toutes les valeurs de λ : donc $d\lambda$, l'intervalle dans lequel les longueurs d'onde sont comprises, est changé dans le même rapport que λ .

On tire de (9), par intégration :

$$(10) \quad \lambda = C^{te} \times \sqrt[3]{v}.$$

Si l'enceinte change de volume tout en gardant sa forme, les dimensions des ondes changent dans le même rapport que celles de l'enceinte.

Considérons maintenant la variation d'énergie qui accompagne un changement de période. D'après la théorie électromagnétique de la lumière, la radiation exerce sur les parois de l'enceinte une pression égale au $\frac{1}{3}$ de sa densité. Pendant une expansion Δv , le travail est :

$$\frac{1}{3} \rho_{\lambda} d\lambda \Delta v = - \Delta (v \rho_{\lambda} d\lambda)$$

d'où l'on tire en développant :

$$\frac{4}{3} \frac{\Delta v}{v} + \frac{\Delta(d\lambda)}{d\lambda} + \frac{\Delta \rho_{\lambda}}{\rho_{\lambda}} = 0;$$

mais $d\lambda$ varie dans le même rapport que λ ,

$$\frac{\Delta d\lambda}{d\lambda} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda};$$

en éliminant v , par l'équation (9), on a :

$$11 \quad 5 \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta \rho_{\lambda}}{\rho_{\lambda}} = 0$$

ou

$$12 \quad \rho_{\lambda} \cdot \lambda^5 = C^{te}.$$

Si une radiation sensiblement monochromatique de densité $\rho_{\lambda} d\lambda$ subit une compression ou une détente adiabatique, la quantité ρ_{λ} varie comme l'inverse de la 5^e puissance de la longueur d'onde, les variations de λ étant régies par l'équation (10).

Pour une radiation non monochromatique, la courbe de l'énergie $\rho_{\lambda} = F(\lambda)$ est modifiée de façon que l'abscisse de chaque point étant multiplié par f , l'ordonnée soit multipliée par f^{-5} : l'aire de la courbe, ou la densité intégrale de l'énergie, est multipliée par f^{-4} .

Appliquons l'équation (12) à un changement adiabatique de volume et de densité dans le cas de la radiation du corps noir. Quand on passe de la température θ_1 à la température θ_2 , l'abscisse λ , d'un point de la courbe initiale, prend une nouvelle valeur λ_2 telle que :

$$13 \quad \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = f = \sqrt[3]{\frac{v_2}{v_1}};$$

en même temps l'ordonnée varie dans le rapport :

$$(14) \quad \frac{(\rho\lambda)_2}{(\rho\lambda)_1} = \frac{1}{f^3}$$

et l'aire de la courbe qui représente l'énergie totale varie de façon que :

$$(15) \quad \frac{A_2}{A_1} = \frac{1}{f^4}$$

Or, d'après la loi de Stephan Boltzmann, on a :

$$(16) \quad \frac{A_2}{A_1} = \left(\frac{\theta_2}{\theta_1}\right)^4$$

d'où l'on tire :

$$(17) \quad f = \frac{\theta_1}{\theta_2}$$

Des équations (13) et (17) on déduit :

$$(18) \quad \lambda_1\theta_1 = \lambda_2\theta_2$$

La loi du déplacement, contenue dans les équations (12 et 18) peut être énoncée de la façon suivante : *Etant donné la courbe d'énergie spectrale de la radiation noire à θ_1 , pour construire la courbe à une autre température θ_2 , on multiplie les abscisses de chaque point par $\frac{\theta_1}{\theta_2}$ et les ordonnées par $\left(\frac{\theta_1}{\theta_2}\right)^5$; les points correspondants sur les deux courbes ont la même valeur de $\lambda\theta$.*

On peut en déduire les formes plus connues de la loi du déplacement :

$$\begin{aligned} \lambda_{\max} \cdot \theta &= C^{te} \\ \rho_{\max} \cdot \lambda_{\max}^5 &= C^{te} \\ \rho_{\max} &= C^{te} \times \theta^3; \end{aligned}$$

d'où, en admettant la loi de Stephan, on voit que $\rho_{\lambda,\theta}$ doit avoir la forme :

$$\rho_{\lambda,\theta} = C\lambda^{-5} F(\lambda \cdot \theta).$$

A. BOUTARIC.

E.-H. KENNARD. — Induction unipolaire. — P. 937-941.

Dans l'expérience de Faraday, un barreau aimanté tourne autour de son axe de symétrie magnétique, tandis qu'il communique par deux contacts glissants, en son milieu et à une extrémité, avec un galvanomètre.

La question est de savoir si la force électromotrice observée est due à la rotation des lignes de force qui balaièrent le circuit extérieur ou au mouvement de l'aimant au travers de son propre champ magnétique qui demeurerait immobile.

L'auteur a repris cette expérience en opérant en circuit, un électromètre étant substitué au galvanomètre.

L'aimant est remplacé par un barreau d'acier aimanté par un solénoïde. Cette partie de l'appareil est placée dans une boîte de laiton reliée au sol. Un cylindre de laiton entoure le tout et communique avec une paire de quadrants d'un électromètre, l'autre paire étant au sol. Quand on imprime une rotation à l'aimant, on doit, d'après la théorie « de la rotation des lignes de forces », observer alors une déviation de l'électromètre par suite de la variation de potentiel électrostatique provenant de l'induction électromagnétique. Au contraire, si les lignes de forces magnétiques sont immobiles, l'écran de laiton empêche tout effet sur le cylindre antérieur immobile par rapport à l'éther.

En fait, la déviation attendue dans le premier cas était de 36 divisions; l'expérience n'a jamais donné plus de 11 divisions de déplacement du spot. Le changement de sens de la magnétisation ne produisait aucun effet appréciable. M. Kennard conclut donc en faveur de la théorie de Lorentz, d'après laquelle l'intensité électromotrice E' est liée à la vitesse absolue V , à la force électrique E et à l'induction magnétique B par la relation :

$$E' = E + \frac{1}{c} [VB].$$

Il faut noter qu'il s'agit ici d'un barreau d'acier et non de fer doux et que le solénoïde est immobile; l'auteur ne discute pas autrement ces deux points.

T. XXIV; Juillet 1912.

E.-N. DA C. ANDRADE. — Expériences sur le rôle électrique des vapeurs métalliques dans les flammes. — P. 15-36 (1).

En plaçant une flamme chargée de sels métalliques dans un champ électrique, on constate l'existence de particules métalliques électrisées négatives aussi bien que positives.

Voir ce volume, p. 666.

Les électrodes employées pour étudier la conductibilité de la flamme ont $0,8 \times 2^{\text{cm}}$; elles sont à 1,2 centimètre de distance. La traînée lumineuse ne les touche pas ; par différence entre le courant en flamme non chargée ou chargée de sel, on déduit la valeur du courant dû aux ions métalliques. Dans ce cas, pour une position déterminée de la traînée lumineuse, la loi d'Ohm s'applique (différence de potentiel 0 à 100 volts).

L'emploi d'une électrode négative refroidie permet d'obtenir, pour un voltage donné, un courant minimum pour une certaine position de la trace lumineuse. On peut alors calculer le nombre des électrons mis en liberté dans celle-ci. La conductibilité de la flamme est à peu près proportionnelle à l'énergie lumineuse mesurée au pyromètre.

La luminosité reste sensiblement la même de 1 à 5 atmosphères pour une même quantité de métal vaporisé. La vitesse de migration des ions positifs est inversement proportionnelle à la pression. D'après la formule de Lenard ⁽¹⁾, la mobilité :

$$\omega = \frac{3}{2\pi\sqrt{2}} \frac{eF}{Ds^2W},$$

où s est la somme des rayons de la particule chargée et de la molécule, D la densité du gaz, W la vitesse moyenne moléculaire, l'auteur conclut que le temps pendant lequel une particule demeure positive est indépendant de la pression. Ces phénomènes seraient dus au choc d'atomes métalliques.

J.-A. POLLOCK. — L'origine des petites bulles de mousse. — P. 489.

On sait que de faibles quantités de corps organiques suffisent à rendre l'eau capable de former une mousse persistante. Le savant australien a étudié cette question à cause de son importance pour certaines méthodes de concentration des minerais.

Un gaz, de l'acide carbonique, jaillit de l'orifice inférieur d'un tube vertical au milieu du liquide. M. Pollock a photographié les bulles dans diverses phases de leur formation.

On observe toujours, même dans l'eau pure, les grandes bulles éphémères détachées du tube par les courants du liquide et de plus

⁽¹⁾ LENARD, *Ann. d. Ph.* [4] III, p. 313 ; 1900.

Sitz. b. der Heidelb. Ac., 1911 : Sur la conductibilité et l'émission lumineuse des flammes chargées de vapeurs métalliques.

petites provenant des protubérances cylindriques des précédentes; leur formation est due au mouvement relatif des grosses bulles et du liquide. Les petites bulles, constituant la mousse persistante, se forment à la partie inférieure de la bulle formée sur l'ajutage; M. Pollock attribue un rôle dans leur formation à la présence de points de concentration plus grands à la surface des bulles de la première catégorie.

Le processus ne serait pas isotherme; il n'est question dans ce travail que de l'influence de la tension superficielle (1); la viscosité intervient cependant dans le glissement des couches les unes sur les autres.

A. GRUMBACH.

A. S. RUSSELL. — La volatilisation du radium C. — P. 134-137.

Makower a montré que le radium A, le radium B et le radium C ne peuvent rester sur une surface de platine chauffée à l'air à des températures respectives de 900, 600 et 1.200°. Sur une lame de quartz, le moins volatil des trois produits, le radium C ne s'évapore pas même à des températures supérieures à 1.300°. D'autre part, Russel a montré que dans des tubes contenant de l'émanation du radium et un excès d'hydrogène, les trois radiums sont complètement volatilisés à la température de 650°. Il a entrepris des recherches pour expliquer ces divergences.

Il a montré que, en présence d'oxygène, une partie des produits en expériences oxydés ne sont pas volatils au-dessous de 700°, le point de volatilisation du radium C étant supérieur à 1.200°. Au contraire, dans une atmosphère d'hydrogène, le radium C se volatilise des 360°, et le radium A et le radium B avant 650°.

C. SADLER et P. MESHAM. — Les radiations de Rontgen produites par les substances de faible poids atomique. — P. 138-150.

Quand un faisceau de rayons X frappe une substance, cette substance émet une radiation secondaire qui varie suivant sa nature chimique.

La production de la mousse est favorisée par les substances qui abaissent la tension superficielle du dissolvant

Pour des éléments de poids atomique inférieur à 40, Barkla et Sadler ont montré que le rayonnement secondaire est constitué par un ou plusieurs faisceaux homogènes. L'étude de ces faisceaux est particulièrement délicate, car leur intensité n'est qu'une très faible fraction de celle du faisceau générateur.

A l'aide d'un électromètre spécial très sensible, les auteurs ont montré qu'un faisceau homogène diffusé par une substance de poids atomique faible donne des radiations moins « dures » que les radiations initiales, que plus les radiations excitantes sont dures, plus la radiation diffusée a une grande intensité et est modifiée dans ses propriétés.

E. IVES. — La photométrie des lumières de différentes couleurs. — P. 149 18\

On sait combien complexe est l'impression lumineuse reçue par l'œil et les difficultés que présente l'examen photométrique des diverses sources lumineuses.

Dans cet important mémoire, après avoir nettement indiqué les conditions que doit remplir une bonne méthode de mesure : indications aussi définies que possible pour éliminer le coefficient personnel de l'observateur, et surtout que la grandeur étudiée soit mesurable, c'est-à-dire satisfasse aux conditions d'égalité et d'additivité, Ives passe en revue les diverses méthodes photométriques en usage et en fait une étude critique très détaillée. En particulier, il compare les photomètres type Lummer et Brodhun avec les photomètres à scintillement.

Il arrive aux conclusions suivantes : lorsqu'on compare des sources de couleur différente, le photomètre à scintillement est le plus sensible et ses indications sont le plus constantes.

Lorsque l'intensité décroît, le maximum de luminosité est déplacé vers le bleu dans les photomètres ordinaires, vers le rouge dans les photomètres à scintillement.

Quand le champ photométrique diminue et que l'intensité lumineuse est faible, c'est l'inverse qui a lieu.

Les positions relatives des deux espèces de courbes de visibilité spectrales sont en général différentes. Elles sont plus séparées quand l'éclairement est faible et le champ considérable. Elles peuvent dans certains cas coïncider, et les déterminations de plusieurs observateurs sont concordantes quant à la position du maximum.

Ives cherche ensuite par des considérations physiologiques à expliquer ces résultats.

H. VIGNERON.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXVIII, n^{os} 8 et 9; 1912.

A. SOMMERFELD. — Sur la diffraction des rayons de Röntgen. — P. 473-506.

L'auteur, continuant ses travaux antérieurs ⁽¹⁾, sur l'effet de diffraction qu'on peut obtenir avec une onde solitaire, discute les résultats de Walter et Pohl ⁽²⁾ et ceux que P.-P. Koch ⁽³⁾ a obtenus par la méthode du noircissement photographique. Il conclut en attribuant aux rayons de Röntgen une longueur d'onde inférieure ou égale à 4.10^{-9} .

R. SEELIGER. — Contribution à la théorie de la décharge. — P. 764-780.

Goldstein a donné la relation suivante entre la longueur d'une strie ou de l'espace obscur de Crookes et la pression :

$$\frac{l}{l_0} = \left(\frac{p_0}{p}\right)^m; \text{ avec } m < 1.$$

D'après la théorie actuelle, l n'est autre que le libre parcours moyen λ des ions ou des électrons. On entend ici par libre parcours moyen la trajectoire parcourue par une particule chargée entre deux ionisations par choc provoquées par elle; ce libre parcours moyen « électrique » λ_e est plus grand que le libre parcours « neutre » considéré dans la théorie cinétique des gaz. Il en est bien ainsi quand on compare les résultats expérimentaux, notamment ceux de Wien ⁽⁴⁾ sur les rayons-canal, et les valeurs de λ_n calculées par

SOMMERFELD, *Zeitschr. f. Math. und Ph., Phys.*, XLVI, p. 41; 1901; — *Ph. Z.* II p. 58; 1900; — *Ibid.*, XII, p. 1057; 1911.

- WALTER, *Ph. Z.*, III, p. 15; 1902; — WALTER et POHL, *Ann. d. Ph.*, XXV, I 715; 1908; XXIX, p. 331 1909.

Ann. d. Ph., XXXVIII, p. 509; ce *Journal*, p. 672.

⁴ *Berl. Ber.*, XXXVIII, p. 773; 1911.

la formule :

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2\pi\rho^2N}}$$

(ρ , rayon de la sphère d'action moléculaire ; N, nombre de molécules par centimètre cube).

L'auteur admet que la sphère d'action électrique, déterminée par la configuration et par la plus ou moins grande solidité de liaison des électrons d'ionisation, n'est pas une propriété invariable de la molécule, mais qu'elle peut se modifier, entre certaines limites, sous des influences extérieures.

Un choc d'ions, non suivi d'ionisation, aurait pour effet d'accroître le rayon de la sphère d'action. Le nombre des chocs de molécules neutres étant proportionnel à la pression et les chocs d'ions non suivis d'ionisation en étant indépendants, le libre parcours moyen électrique doit augmenter plus lentement que s'il était proportionnel à $\frac{1}{p}$, ce que l'expérience vérifie. Il faut supposer que les nombres de chocs des deux catégories sont comparables. La contraction du rayon de la sphère d'action ne serait d'ailleurs que de $\frac{1}{3}$ tout au plus.

Dans la vérification expérimentale de la théorie, il faut introduire non l'intensité, mais la densité de courant. La vérification qualitative est satisfaisante.

A. GRUMBACH.

KARL F. LINDMAN. — Preuves de l'existence objective d'ondes électriques stationnaires dans l'air. — P. 523-538.

Poincaré et Bjerknæs ont interprété les résultats des recherches de Sarasin et de La Rive en supposant que les oscillations de l'excitateur sont plus fortement amorties que celles du résonateur. Les expériences de l'auteur, mettant directement en évidence l'existence objective d'ondes électriques stationnaires, apportent une preuve de plus à l'appui de cette hypothèse.

L'excitateur servant pour les mesures était constitué par deux conducteurs rectilignes, de longueur réglable, dont les extrémités en regard, servant d'éclateur, étaient revêtues de platine iridié et plongeaient dans un bain de pétrole. Il était alimenté par une bobine de Ruhmkorff et, dans la plupart des expériences, fonctionnait avec

un réflecteur d'ondes parabolique. Le résonnateur consistait en deux tubes en cuivre mince, de longueur variable à volonté, entre lesquels était intercalé un thermo-élément. Celui-ci était formé d'un couple platine-constantan (fils de 0^{mm},02) réuni à un galvanomètre sensible.

Les mesures effectuées ont consisté surtout à relever des courbes d'interférence et notamment les courbes d'ondes stationnaires obtenues par réflexion sur un miroir métallique orienté normalement. Ce miroir était placé à une distance aussi grande que possible de l'excitateur. On avait soin d'éviter toute action des parois, toute réflexion parasite. Les courbes d'ondes stationnaires ainsi déterminées permettaient de calculer la longueur d'onde.

L'auteur a commencé par étalonner le résonnateur, c'est-à-dire par déterminer la longueur d'onde de son oscillation propre en fonction de ses dimensions.

Ces mesures préliminaires achevées, laissant l'excitateur fixe, il a procédé à une série de mesures de longueurs d'onde pour diverses dimensions du résonnateur. Les résultats de ces expériences l'ont conduit à la conclusion suivante. Quand un résonnateur rectiligne n'est pas isochrone avec l'oscillateur, la loi de Sarasin et de La Rive sur la résonance multiple n'est pas vérifiée. L'oscillateur influe sur la longueur d'onde mesurée avec le résonnateur ; il l'augmente si sa période propre est plus grande que celle du résonnateur, il la diminue dans le cas contraire. L'écart constaté est d'autant plus grand que la différence entre les périodes propres des deux circuits est plus importante.

Quand la longueur d'onde du résonnateur est à peu près les deux tiers de celle qui correspond à l'oscillation fondamentale de l'excitateur, la courbe représentant les résultats des expériences change d'allure et présente un palier. Les valeurs trouvées pour la longueur d'onde restent sensiblement constantes et, dans un assez grand intervalle, indépendantes des dimensions du résonnateur. Ce fait paraît dû à l'action d'un harmonique 3 émis par l'excitateur. La théorie de Maxwell permet, en effet, de prévoir que des oscillations d'ordre supérieur peuvent exister dans un résonnateur rectiligne et qu'elles doivent être moins fortement amorties que l'oscillation fondamentale.

On doit s'écarter encore davantage des faits observés par Sarasin et de La Rive si on opère avec des résonnateurs très amortis. Ces conditions d'expériences ont été réalisées par l'auteur en introdui-

sant dans chacun des tubes métalliques constituant le résonnateur un système de deux conducteurs de cuivre réunis par un fil de fer très mince. Les mesures réalisées avec ce dispositif ont permis d'établir les résultats suivants. Si les périodes propres du résonnateur et de l'excitateur ne sont pas très différentes, l'un et l'autre interviennent dans la longueur d'onde, mais l'influence de l'excitateur est déjà prépondérante. Si le résonnateur augmente de dimensions en sorte que sa période propre s'éloigne beaucoup de celle de l'excitateur, il n'exerce plus qu'une action négligeable et se comporte comme un instrument indifférent. Les longueurs d'onde mesurées correspondent exclusivement aux oscillations émises par l'excitateur. C'est ce qui ressort des courbes d'ondes stationnaires relevées par l'auteur. Ces courbes confirment aussi l'existence d'un harmonique 3 très important qui se superpose à l'oscillation fondamentale.

PAUL DE LA GORCE.

ERNEST SIEGEL. — Sur l'influence de la pression sur la position des métaux liquides dans la série des tensions thermoélectriques. P. 588 — 636.

Les expériences ont porté sur des éléments thermoélectriques formés de ce métal liquide M (mercure, bismuth ou étain fondu, contenu dans un tube en U capillaire, et relié aux appareils de mesure par des électrodes de cuivre. L'une des soudures M/Cu est maintenue à température constante, tandis que l'autre est portée à température plus élevée de 50 ou 60°. Au moyen de gaz carbonique, on peut exercer dans les branches du tube en U une pression pouvant atteindre 100 atmosphères.

On trouve que, pour une différence de température déterminée, la force électromotrice varie proportionnellement à la pression. Pour le bismuth à l'état liquide, on observe une variation du pouvoir thermoélectrique extrêmement faible :

$$\left(4 \times 10^{-12} \frac{\text{volt}}{\text{degré} \cdot \text{kg} / \text{cm}^2} \right)$$

et à peu près indépendante de la température. Au contraire, pour le mercure, l'effet de pression est environ 23 fois plus grand : il croît nettement quand la température des deux soudures s'élève, de telle façon qu'il y a proportionnalité entre la variation constatée et le pouvoir thermoélectrique normal.

J. GUYOT.

J. STARK et G. WENDT. — I. Émission de raies des composés métalliques solides sous l'influence des rayons-canaux. Valeur minima de l'énergie excitatrice. — P. 669-689.

II. Émission de bandes des composés métalliques solides sous l'influence des rayons-canaux. — P. 690-695.

I. — 1. Les composés solides incolores des métaux alcalins et alcalino-terreux, frappés par les rayons-canaux, fournissent des raies visibles. Il en est de même pour les composés solides incolores de Th, Zn, Al.

Ces raies sont étroites, ce qui permet déjà de supposer que l'émission lumineuse ne provient pas de la couche solide superficielle, mais de la couche gazeuse immédiatement en contact; d'ailleurs, l'observation dans le plan de la surface solide montre une mince couche gazeuse colorée, dont l'épaisseur croît avec la vitesse des rayons-canaux.

Pour un métal déterminé, les raies émises sont indépendantes de la nature chimique des composés métalliques et des rayons-canaux utilisés (H, O, N, Hg).

2. Les substances métalliques (métal ou composé, qui absorbent les radiations visibles, n'émettent pas de raies sous l'action des rayons-canaux, mais Stark et Wendt ont observé soit une pulvérisation superficielle du métal (Pb, Bi, Ag, soit des changements de coloration liés très vraisemblablement à une réaction chimique réduction, hydrogénation par les rayons-canaux de H, oxydation par les rayons-canaux de O). La possibilité de réactions chimiques sous l'influence des rayons-canaux explique les observations de W. Wien sur le verre du tube de décharge.

3. L'émission n'est possible qu'au-dessus d'une valeur déterminée de l'énergie cinétique des rayons-canaux (600 volts pour Li, 750 pour Na, 1 500 pour Ca, etc.). Les résultats négatifs de Carlheim-Gyllensköld pour Rb, Cs, Ca, Sr, Ba, Al, Zn sont dus à l'emploi de voltages insuffisants.

Aux erreurs d'expériences près, cette valeur minima est indépendante de la combinaison du métal qui émet et de l'intensité du courant.

4. *Origine de l'émission des raies.* — Par suite du choc des rayons-canaux sur la surface solide, des atomes métalliques se répandent

dans l'espace gazeux ; mais ils sont animés d'une vitesse beaucoup plus petite que celle des rayons-canaux primaires puisqu'ils ne présentent pas l'effet Doppler. D'après le mode de production des atomes métalliques détachés, il est à presumer qu'ils sont chargés positivement ; effectivement, les dimensions de l'espace d'émission sont modifiées par un champ électrique.

On ne peut admettre que l'émission des raies soit due au choc des rayons-canaux sur les atomes métalliques qui circulent dans l'espace gazeux : ainsi Bi, qui fournit dans des conditions données beaucoup plus d'atomes de Bi que CO^3Ca d'atomes de Ca, n'émet pas alors que les composés de calcium présentent une émission de raies.

Il est vraisemblable, d'après les expériences de Stark et Wendt, que les atomions positifs lents, répandus dans l'espace gazeux, acquièrent, au moment de leur séparation, de l'énergie oscillatoire correspondant à certaines raies, et rayonnent seulement sur un parcours très petit. D'ailleurs, ce rayonnement n'est possible que si la surface solide n'est pratiquement pas absorbante pour les radiations excitées.

L'existence d'une valeur minima de l'énergie excitatrice fournit un nouvel appui expérimental à l'hypothèse des quanta de Planck ¹.

II. — J. Stark et G. Wendt se proposent simplement de déterminer les endroits où se fait l'émission des bandes, et le rôle du choc dans l'émission ; l'existence de ces bandes a été établie par différents auteurs.

D'après Stark et Wendt, il s'agit de bandes de fluorescence produites ainsi : le choc des rayons-canaux sur la surface provoque une émission qui se propage à l'intérieur du solide et dont l'absorption excite la fluorescence. L'émission des bandes ne peut donc être localisée aux endroits frappés par les rayons-canaux.

On observe pour l'émission de bandes, comme pour l'émission de raies, une valeur minima de l'énergie cinétique des rayons-canaux ; le minimum n'est évidemment pas caractéristique de la fluorescence, mais de l'émission résultant immédiatement du choc. Cette émission doit correspondre à des $\lambda < 300 \mu\mu$, puisque la plupart des composés métalliques fournissant des bandes ne présentent la fluorescence que pour des radiations ultra-violettes inférieures à $300 \mu\mu$.

(1) Rapprocher du mémoire de J. STARK, *Phys. Zeitschr.*, XIII, p. 532-535, 1912, Voir ce vol, p. 415.

Les porteurs des bandes de fluorescence peuvent être les molécules de la combinaison métallique, molécules qui doivent être peu absorbantes pour que la fluorescence puisse se manifester à une distance notable de la surface frappée. Mais il semble que, dans la plupart des cas, les porteurs soient des molécules de substances étrangères, extrêmement raréfiées dans la substance solide, mais très absorbantes.

On a observé dans beaucoup de cas une disparition très rapide des bandes excitées par les rayons-canaux. Cela s'explique aisément, puisque les rayons-canaux provoquent des réactions chimiques : il suffit d'admettre la formation d'une couche superficielle absorbant les radiations excitatrices de la fluorescence.

Les considérations précédentes s'appliquent dans beaucoup de cas à l'émission de bandes par les corps solides sous l'action des rayons cathodiques.

H. SEEMANN. — Détermination de la courbe du courant de saturation dans l'air ionisé par les rayons Röntgen. — P. 781-829.

L'auteur a soumis au contrôle d'expériences précises les équations théoriques proposées pour la courbe du courant d'ionisation, en particulier celles de Mie et de Seeliger (¹), qui sont actuellement les plus convenables.

Ces équations ont été établies en supposant négligeables la diffusion et la recombinaison des ions, et le rayonnement secondaire. Seemann a cherché à se rapprocher de ces conditions théoriques. Il a utilisé un condensateur à anneau de garde dont les électrodes sont faites de papier bien tendu, imprégné de glycérine (la résistance de ces électrodes est encore extrêmement petite en comparaison de la résistance de la couche d'air). Le rayonnement secondaire est alors tout à fait négligeable, ce qui n'a pas lieu pour un condensateur ordinaire : avec des électrodes d'aluminium, par exemple, ce rayonnement est important, et la courbe d'ionisation est une courbe en S.

La mesure du courant d'ionisation a été faite en utilisant la méthode électrométrique de zéro de Giese et de Rutherford. On oppose le courant d'ionisation J , correspondant à une différence de potentiel V entre les plateaux, au courant qui traverse une résistance liquide

¹ É. MIE, *Annalen der Phys.*, 43, p. 837 ; 1904 ; — et R. SEALIGER, *Diss Munchen* : 1910.

connue W_c ; on s'arrange pour que l'électromètre placé entre le condensateur et la résistance reste au zéro. Soient W_x la résistance du condensateur, V_c la f. e. m. produisant le courant antagoniste, on a :

$$(1) \quad J = \frac{V}{W_x} = \frac{V_c}{W_c}.$$

Mais comme la source ionisante ne reste constante que quelques minutes, Seemann a imaginé un appareil qui inscrit la courbe mécaniquement et qui permet d'obtenir rapidement la courbe complète. A cet effet, on ferme chaque batterie fournissant V ou V_c sur un rhéostat à curseur R ou R_c ; les différences de potentiel sont prises sur ces rhéostats. Les axes des deux bobines sont rectangulaires et horizontaux; le curseur de R entraîne la feuille de papier, le curseur de R_c est muni d'une pointe traçante; on voit immédiatement d'après (1) que la courbe obtenue est en relation très simple avec la courbe (J - V).

Seemann a ainsi vérifié, pour un gaz déterminé pris sous une pression déterminée, que les courbes d'ionisation, relatives à des distances variables des plateaux et à des intensités différentes des rayons X , coïncident après une réduction convenable des coordonnées. Ce résultat est conforme à la théorie. — D'autre part, les équations de Mie et de Seeliger représentent très bien les résultats expérimentaux tant que l'intensité J ne dépasse pas 0,7 de l'intensité maxima J_m ; les hypothèses simplificatrices faites pour l'établissement des équations sont donc légitimes pour $0 < \frac{J}{J_m} < 0,7$. Quand $\frac{J}{J_m} > 0,7$, la courbe théorique est située au-dessus de la courbe expérimentale sans que l'écart dépasse 1,5 0/0.

M. BARRÉE.

A. BACHEM. — Recherches spectrales sur la phosphorescence et la distribution de l'excitation de quelques phosphores alcalino-terreux. — P. 697-720. (Deux planches hors texte).

Description des spectres d'excitation et de phosphorescence de quelques phosphores alcalino-terreux.

L'auteur trouve que le maximum du spectre d'excitation a une longueur d'onde d'environ 100 U. A. plus grande que le maximum de la bande d'absorption correspondante. Au sujet de la loi de Stokes, il donne un énoncé presque identique à celui que j'ai formulé l'an

dernier (1) : Le maximum de l'excitation a une longueur d'onde plus courte que le maximum de la lumière excitée.

W.-C. PAULI. — Phosphorescence des combinaisons du sélénium. — P. 870-880.

Il est possible de remplacer dans la molécule phosphorescente l'atome de soufre par un atome de sélénium ; les phosphores au sélénium montrent, en général, les mêmes propriétés que les phosphores au soufre. Ils s'en différencient cependant :

- 1° Par une résistance électrique plus faible ;
- 2° Par un plus petit nombre de bandes visibles dues au métal lourd entrant dans leur composition ;
- 3° Par une limite supérieure de température de la luminescence plus basse.

L. BRÜNINGHAUS.

CH. RIES. — L'effet de tension, propriété générale des corps sensibles à la lumière. — 721-730.

L'auteur a constaté sur tous les corps sensibles à la lumière que leur conductibilité est plus grande quand la tension du courant est plus élevée. Les deux phénomènes, sensibilité à la lumière et effet de tension, sont connexes.

F. CROZE.

LEON SCHAMES. — Une nouvelle hypothèse sur la nature des changements d'état. — P. 830-848.

Les récents travaux de Nernst et de ses collaborateurs ont permis de connaître la variation des chaleurs spécifiques C entre O et T (T , température absolue).

On peut donc, par une intégration graphique, connaître la valeur $E = \int_0^T C dT$ de l'énergie contenue dans un corps solide un peu avant sa température de fusion ; en y ajoutant la chaleur de fusion, on connaît donc l'énergie du même corps à la même température approxi-

Voici le texte exact de mon énoncé : Le maximum de la bande de phosphorescence d'un corps déterminé est plus rapproché de l'extrémité rouge du spectre que le maximum de la bande d'excitation. (*Comptes Rendus*, t. CLII, p. 1578.

mativement) après son changement d'état, et ainsi de suite à chaque transformation.

On constate alors que ces quantités totales d'énergie, prises avant et après une transformation (quelle que soit celle-ci, fusion, vaporisation, allotropie, etc.), *sont entre elles dans des rapports simples*, approximativement, bien entendu. D'où l'hypothèse qui s'impose que *chaque changement d'état doit être considéré comme un changement de la constitution moléculaire*, ou mieux de *l'association moléculaire*, cette association allant en augmentant de l'état gazeux à l'état solide.

Examinons rapidement les objections à faire à cette hypothèse, et les confirmations que lui apporte l'expérience.

Remarquons d'abord que cette association peut se produire avec une rapidité plus ou moins grande, variable suivant les conditions extérieures.

Si elle se fait d'une façon continue, avec une vitesse finie, aucune énergie ne pourra se manifester extérieurement à un instant donné: on aura passage continu entre les états liquides et gazeux.

Si on suppose, au contraire, qu'au-dessous d'une certaine température l'association peut se faire, en partie du moins, d'une façon subite, à la fraction ainsi subitement associée correspondra une énergie mise en jeu, laquelle ira en augmentant avec la fraction subitement associée.

On a ainsi une explication des phénomènes critiques et de la variation de la chaleur de vaporisation avec la température et la pression. En même temps, on se rend compte que la confirmation expérimentale de l'hypothèse ne puisse être qu'approximative dans les conditions habituelles, la fraction subitement associée intervenant seule dans le changement d'état.

Muni de ces hypothèses, et connaissant pour certains corps, tels que le benzol et l'eau, les variations de la chaleur de vaporisation avec la température, on peut calculer quelle est la proportion de molécules associées qui existent dans la vapeur et dans le liquide. On trouve ainsi que l'eau liquide contient 100 0/0 de molécules $(\text{H}^2\text{O})^3$ à 100° et 78 0/0 de molécules $(\text{H}^2\text{O})^6$ à -20° (surfusion). La glace à -20° contient 94 0/0 de molécules $(\text{H}^2\text{O})^{12}$.

Toutes les molécules seront associées en $(\text{H}^2\text{O})^{12}$ à -30° , ce qui doit correspondre à la limite de surfusion. En fait, Grätz a trouvé pour cette limite $-28^\circ,62$. De plus, à 4° , on trouve que la composi-

tion du liquide est 50 0/0 $(\text{H}^2\text{O})^3$ et 50 0/0 $(\text{H}^2\text{O})^6$, et il est facile de montrer que cette composition correspond à un minimum du volume, par suite à un maximum de densité.

L'application au benzol et à l'eau, à l'aide des résultats précédents, de la règle d'Eötvös sur la mesure des poids moléculaires par la tension superficielle montre nettement que, pour les liquides normaux tels que le benzol, il y a proportionnalité entre la tension superficielle moléculaire et le nombre de molécules non associées dans la vapeur.

Pour l'eau, liquide non normale, il faut tenir compte de la présence de deux groupements $(\text{H}^2\text{O})^3$ et $(\text{H}^2\text{O})^6$, moyennant quoi on retombe sur la valeur normale de la constante d'Eötvös.

Pour les autres substances, les données expérimentales sont insuffisantes pour arriver à des résultats suffisamment nets. Signalons simplement une bonne valeur obtenue pour la chaleur de volatilisation du zinc et du cadmium.

L'étude du soufre conduit à la conclusion que les modifications allotropiques des éléments chimiques sont également dues à des changements de structure moléculaire.

Enfin l'auteur pense que des changements semblables sont aussi la cause des propriétés ferromagnétiques. En effet, les teneurs en énergie du fer avant et après sa transformation magnétique sont ici encore dans un rapport simple.

On voit, en résumé, que cette hypothèse audacieuse, mais élégante, paraît présenter un haut degré de vraisemblance, bien qu'il faille naturellement, pour la confirmer définitivement, de nombreuses recherches expérimentales dont on ne peut que souhaiter l'apparition.

CH. LEENHARDT.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT;

T. XIII; 1912.

KARL LICHTENECKER. — Sur la détermination de la capacité de l'électroscope à petites feuilles. — P. 516-518.

On charge une sphère de 7 à 10 centimètres de rayon, de capacité c , à un potentiel constant V ; on porte cette sphère chargée au contact de l'électroscope préalablement mis au sol et isolé. La charge cV se répartit sur les deux corps qui prennent le potentiel v , et si on appelle γ la capacité de l'électroscope au contact de la sphère, on peut écrire :

$$(1) \quad cV = v(\gamma + c) \quad \text{ou} \quad c = \gamma \frac{v}{V - v}.$$

Si on éloigne la sphère, le potentiel de l'électroscope diminue et prend une valeur v' , quand l'influence de la sphère peut être considérée comme négligeable. Soit alors Γ la capacité de l'instrument. — c'est-à-dire la capacité vraie qu'on se propose de mesurer. On a :

$$\Gamma v' = \gamma v.$$

Il faut donc connaître γ . Reportons-nous pour cela à l'équation 1. La capacité de la sphère n'est pas égale à son rayon, puisqu'on a des conducteurs dans le voisinage; mais l'expérience prouve que, pour un rayon suffisamment grand, $c-r$ est indépendant de r . Admettons, d'autre part, comme résultat expérimental, que la capacité γ de l'électroscope au contact d'une sphère de charge est indépendante du rayon de celle-ci.

Si r_1, r_2 sont les rayons de deux sphères, de capacités c_1, c_2 , nous aurons :

$$\begin{aligned} \text{pour } r = r_1 \quad c_1 &= \gamma \frac{v_1}{V - v_1}; \\ r = r_2 \quad c_2 &= \gamma \frac{v_2}{V - v_2}; \end{aligned}$$

d'où :

$$c_1 - c_2 = r_1 - r_2 = \gamma \left(\frac{v_1}{V - v_1} - \frac{v_2}{V - v_2} \right),$$

ce qui donne γ et par suite Γ .

Les expériences ont porté sur un électroscope d'Exner à feuille d'aluminium et ont donné :

$$\Gamma = 10 \text{ centimètres.}$$

J. GUYOT.

J. STARK. — Sur la valeur minima de l'énergie cinétique pour l'émission des raies mobiles. — P. 532-535.

Dans ce mémoire, Stark insiste sur les confirmations expérimentales qu'apportent ses recherches sur les rayons cathodiques et les rayons-canaux à la première hypothèse des quanta de Planck (les résonateurs élémentaires n'émettent et ne reçoivent de l'énergie que de façon discontinue).

L'auteur a déjà fait remarquer (1907) que, d'après l'hypothèse de Planck, l'émission élémentaire par le choc d'une molécule n'est possible qu'au-dessus d'une valeur minima de son énergie cinétique. Or, l'étude de l'effet Doppler des rayons-canaux montre que l'intensité mobile ne devient perceptible qu'à partir d'une valeur déterminée de la vitesse des rayons-canaux. D'autre part, il semble bien établi que les porteurs de l'intensité mobile sont les atomions positifs; leur choc avec d'autres particules excite l'émission des raies, si l'énergie cinétique des porteurs dépasse une valeur minima.

Ces résultats sont donc en accord avec les conséquences de la théorie de Planck. Toutefois, les observations faites jusqu'ici ne permettent pas de savoir si le quantum expérimental a la même valeur hn que le quantum de Planck.

K. PRZIBRAM. — Mobilité des ions dans les gaz, en particulier dans les mélanges. — P. 545-547.

Soient n_1 le nombre de molécules neutres et n_2 le nombre d'ions contenus dans 1 centimètre cube d'un gaz (n_2 est petit devant n_1). On déduit des résultats théoriques de Langevin (¹) le coefficient de diffusion D et la mobilité des ions k .

Si m_1 et m_2 sont les masses respectives d'une molécules et d'un ion, et si l'on désigne par s' la somme des rayons des particules des

Ann. de Chim. et Phys. (8), 5, 266; 1905.

deux sortes, on a :

$$D = \frac{1}{4n_1s'^2} \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) 2p}{\pi\rho}},$$

$$k = D \frac{n_1e}{p} = \frac{e}{4ps'^2} \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) 2p}{\pi\rho}}.$$

Pour obtenir ces formules, on a négligé l'attraction électrostatique entre ions et molécules neutres. Pour en tenir compte, Przibram remplace s'^2 par :

$$s^2 = s'^2 \left(1 + \frac{(K-1)e^2}{4\pi\rho v^2 s'^4}\right).$$

(d'après Wellisch)

Les valeurs calculées pour les gaz purs, à l'aide des nouvelles expressions, sont du même ordre de grandeur que les valeurs expérimentales, mais toujours plus grandes.

Przibram étend les relations précédentes aux mélanges gazeux. Il retient seulement que k est de la forme :

$$k = \frac{A}{p \sqrt{M} \cdot s^2},$$

où M est le poids moléculaire du gaz et A une constante pour une température déterminée. Sous la pression p , on a pour chaque gaz :

$$k_1 = \frac{A}{p \sqrt{M_1} \cdot s_1^2}, \quad k_2 = \frac{A}{p \sqrt{M_2} \cdot s_2^2}.$$

Les gaz 1 et 2 sont mélangés sous des pressions partielles p_1 et p_2 . Przibram admet alors que :

$$k_{12} = \frac{A}{(p_1 + p_2) \sqrt{M_{12}} \cdot s_{12}^2},$$

où M_{12} et s_{12}^2 sont calculés par la règle des mélanges :

$$M_{12} = \frac{p_1 M_1 + p_2 M_2}{p_1 + p_2}, \quad s_{12}^2 = \frac{p_1 s_1^2 + p_2 s_2^2}{p_1 + p_2}.$$

Par suite :

$$k_{12} = \frac{p \sqrt{p_1 + p_2} \cdot k_1 k_2 \sqrt{M_1 M_2}}{\sqrt{p_1 M_1 + p_2 M_2} (p_1 k_2 \sqrt{M_2} + p_2 k_1 \sqrt{M_1})}.$$

Les valeurs calculées à l'aide de ces expressions concordent de façon satisfaisante avec les valeurs expérimentales de A. Blanc et de Wellisch.

K.-F. HERZFELD. — Sur les variations de la portée des particules α .
P. 347-350.

II. Geiger a trouvé, par la méthode des scintillations, que les scintillations dues aux particules α ne disparaissent pas brusquement à une distance déterminée, et par suite que les portées ne sont pas les mêmes pour toutes les particules.

D'après Geiger, ces variations sont dues à deux causes :

1° Le nombre des chocs n'est pas le même pour toutes les particules ;

2° La dispersion intervient.

Herzfeld étudie, au point de vue théorique, la première cause de variation.

E. HENSEL. — Diffusion des ions dans des tubes
de matières différentes. — P. 666-672.

L'auteur a recherché si la nature de la paroi n'exerçait pas une influence sur la diffusion des ions. Il a appliqué la méthode de Townsend en utilisant un système de tubes cylindriques de petit diamètre, creusés dans un cylindre plein d'aluminium, de fer ou de plomb pour les conducteurs; de plâtre, de bois, de verre ou d'ébonite pour les diélectriques. Dans aucun cas, Hensel n'a observé d'action spécifique de la paroi sur la diffusion.

M. BARRÉE.

J. HERWEG. — Oscillations et hystérésis dans la décharge
par effluves — P. 633-644.

Un arc alimenté par une source à courant continu et monté en dérivation avec un circuit comprenant self-induction et capacité est susceptible de produire des oscillations électriques. Si on substitue à l'arc une décharge par effluves dans un tube à vide, on peut observer des phénomènes analogues, mais où l'énergie mise en jeu est naturellement beaucoup plus faible. Ce sont ces phénomènes qui ont été

étudiés par l'auteur. Toutes ses expériences ont été réalisées avec des tubes à gaz raréfié où la pression était comprise entre 5 millimètres et une fraction de millimètre.

Les premiers essais ont eu pour objet de rechercher dans quelles conditions on peut obtenir les oscillations. Celles-ci ne peuvent se produire d'après la formule de stabilité de Kaufmann que si :

$$\frac{1}{CR} + \frac{1}{L} \frac{\partial E}{\partial i} \leq 0,$$

C et L étant la capacité et la self-induction, E la différence de potentiel entre les électrodes du tube, i le courant dans le circuit oscillant, R la résistance de protection en série avec la source. Afin de vérifier l'exactitude de cette formule, l'auteur a tracé les caractéristiques pour divers tubes. On observait, au moyen d'un téléphone ou d'un galvanomètre à corde, l'instant où apparaissait la décharge oscillante; celle-ci était d'ailleurs décelée par une brusque augmentation de la différence de potentiel E. Les courbes montrent bien, conformément à la formule de Kaufmann, que les oscillations ne se produisent qu'après que $\frac{\partial E}{\partial i}$ est devenu négatif. Mais si, supposant la relation exacte, on veut en déduire la self-induction du circuit, on obtient des valeurs extrêmement grandes qui ne peuvent s'expliquer, d'après l'auteur, que par la présence d'une hystérésis analogue à celle qu'on observe avec l'arc.

Comme dans le cas de l'arc, la décharge oscillante peut présenter des allures différentes suivant les conditions de l'expérience. Les oscillations de première espèce (dans lesquelles l'amplitude du courant alternatif est inférieure à l'intensité du courant continu), se produisent difficilement avec des tubes contenant de l'air, plus aisément avec l'hydrogène et l'azote et grâce à l'emploi d'électrodes filiformes. Les oscillations de deuxième espèce (dans ce cas le courant passe par zéro, reste nul quelques instants, mais ne change pas de sens) s'obtiennent très facilement, pourvu que la résistance de protection soit assez grande. Quant aux oscillations de troisième espèce, pour lesquelles le courant change de sens, elles paraissent être liées à la formation d'un arc.

L'auteur a cherché à mesurer dans diverses expériences la fréquence n des oscillations. Il a constaté que la relation :

$$\frac{1}{n} = 2\pi \sqrt{LC}$$

était sensiblement vérifiée aux basses fréquences ; mais elle devient de moins en moins exacte à mesure que la période des oscillations devient plus courte. L'écart observé s'accorde avec l'existence d'une hystérésis. Quelle est la cause de cette hystérésis ? L'auteur pense qu'elle provient des variations de température de la cathode, qui provoquent des changements de densité dans les couches gazeuses au voisinage de cette électrode.

F. STREINTZ. — Sur la résistance électrique entre un cristal et un corps métallique en contact suivant une surface plane (deuxième communication (1). — P. 673-677.

Les recherches de l'auteur ont porté principalement sur le sulfure d'argent. Les cristaux étudiés étaient taillés en forme de cylindres de 9^{mm},8 de diamètre et de 4^{mm},2 de hauteur. La résistance apparente mesurée entre deux plaques d'argent poli dépendait énormément de l'intensité de courant et de la pression exercée aux contacts avec des électrodes chargées d'une masse de 40 kilogrammes, la résistance tombait de 6 000 ohms à 1 450 ohms quand le courant passait de 0,0003 ampère à 0,015 ampère). Si on amalgamait les pièces de contact, la résistance baissait, mais elle atteignait encore quelques centaines d'ohms ; de plus elle ne paraissait pas constante, et de brusques irrégularités venaient gêner les mesures.

Dans sa première communication, l'auteur avait émis l'idée que les résistances de contact provenaient d'une couche gazeuse adhérent à la surface du cristal. Voici les procédés employés dans les expériences pour éliminer cette couche superficielle. Les surfaces des cristaux étaient soigneusement décapées et serrées entre deux feuilles d'or amalgamé recouvertes d'un excès de mercure ; puis on chauffait les pièces de contact soit avec une lampe à esprit-de-vin, soit par le passage d'un courant assez intense. La résistance des divers échantillons mesurée dans ces conditions descendit en dessous de 0,1 ohm. Malgré ces précautions, on n'était pas sûr d'avoir complètement supprimé toute résistance de contact ; et en effet, en nettoyant de nouveau les surfaces des cristaux, en prolongeant le chauffage pendant plusieurs heures, en faisant passer un courant plus intense (12 ampères), on abaissa la résistance à moins de 0,01 ohm.

¹ Voir *Physikalische Zeitschrift*, t. XII, p. 845-854, 1911, et *J. de Phys.*, 5 série, t. I, p. 1047-1048, 1911.

Des difficultés de même nature, mais moins marquées, se rencontrent dans l'étude de divers autres cristaux. Pour le sulfure de plomb, la résistance observée passait de 0,016 ohm à 0,0017 ohm, quand on prenait la précaution de decaper avec soin la surface du cristal et de chauffer les pièces de contact. L'auteur conclut que, pour les corps présentant ces anomalies, il est très difficile d'indiquer une valeur précise de la résistance spécifique.

PAUL DE LA GORCE.

H. DIERCKS. — Sur l'éclat du ciel au voisinage du soleil. — P. 562-564.

L'auteur a constaté au moyen de mesures photométriques que l'éclat du ciel au voisinage du soleil décroît régulièrement quand on s'éloigne du bord. A une distance du bord solaire égale à 0'18, l'éclat du ciel est les $\frac{241}{100\ 000}$ de celui du disque ; à une distance de 7° 30', il n'est déjà plus que de $\frac{1}{10.000}$.

Il a constaté parfois que la courbe qui représente la variation de l'éclat du ciel à mesure que l'on s'éloigne du soleil présente, de chaque côté du maximum correspondant au disque solaire, deux maxima symétriques ; il conclut de ce fait l'existence d'une sorte de halo.

B. WALTER et F. GOOS. — Mesures d'éclairement pendant l'éclipse de soleil du 17 avril 1912. — P. 564-565.

Les auteurs ont mesuré photographiquement l'éclairement par le soleil d'une feuille de papier blanc pendant toute la durée de l'éclipse. Ils ont constaté, toutes réductions faites, que l'éclairement au moment du maximum de l'éclipse était le 1/100 environ de sa valeur normale.

LES MESURES EN RADIOACTIVITÉ ET L'ÉTALON DU RADIUM ;

Par M^{me} P. CURIE.

La radioactivité est une nouvelle science qui nous offre l'exemple d'un développement merveilleusement rapide. Rappelons en quelques mots les étapes principales de cette évolution.

Une nouvelle propriété de la matière est observée. Une série de recherches systématiques conduit à une première hypothèse fondamentale qui attribue à cette nouvelle propriété un caractère *essentiellement atomique*. En poursuivant les conséquences de cette hypothèse jusque dans l'étude de faits nouveaux, en apparence incompatibles avec elle (activité de certains minéraux, on est conduit à la découverte d'éléments chimiques nouveaux extrêmement rares qui deviennent un moyen d'action puissant dans l'exploration du nouveau domaine.

Des considérations d'ordre énergétique appliquées au phénomène atomique de la radioactivité et guidées par le nombre toujours croissant des faits observés font ensuite admettre une deuxième hypothèse fondamentale, d'après laquelle les atomes des éléments radioactifs sont instables et éprouvent des transformations successives. Cette hypothèse donne naissance à la théorie de désintégration atomique qui permet de classer d'une manière satisfaisante les phénomènes radioactifs connus. Comme confirmation, un fait indiscutable de transformation atomique est bientôt découvert formation de l'élément hélium aux dépens de l'élément radium. On voit ainsi se fortifier la conviction que les phénomènes radioactifs nous donneront le moyen d'explorer la structure des atomes ; ils sont actuellement les seuls qui donnent cet espoir, car seuls ils ont le caractère atomique fondamental sans aucune influence des liaisons moléculaires.

En même temps nous voyons s'accroître nos connaissances relativement au rôle des phénomènes radioactifs dans l'univers, et ce rôle apparaît de plus en plus important. Nous constatons que ces phénomènes sont très répandus dans la nature et qu'ils interviennent dans les interprétations qui peuvent ou pourront être données en ce qui concerne la formation des atomes, la succession des espèces minérales, les conditions thermiques et électriques de la terre et, plus généralement, du système solaire, l'état d'électrisation de l'atmo-

sphère. Leur influence se manifeste de plus dans divers phénomènes physiologiques, tels que le développement et la croissance des animaux et des végétaux. Ils apparaissent de plus en plus comme un des facteurs importants dans l'évolution de l'univers.

Indépendamment de cette haute importance dans le domaine de la science pure, les phénomènes radioactifs prennent chaque jour une extension croissante dans le domaine des applications médicales. Grands sont déjà les bienfaits des substances radioactives vis-à-vis de la souffrance humaine, et ce n'est certes pas une des moindres raisons de leur importance.

* * *

Ayant ainsi retracé les résultats de l'évolution admirable accomplie en quinze ans, je crois utile d'attirer l'attention sur le rôle des *mesures précises* dans la marche de cette évolution, rôle particulièrement frappant dans le cas que nous envisageons.

L'une des propriétés les plus importantes des corps radioactifs consiste à rendre conducteur l'air dans leur voisinage. La conductibilité est due à l'ionisation de l'air par les rayons émis par ces corps. Considérons une enceinte fermée ou chambre d'ionisation occupée par l'air ainsi ionisé. Au moyen d'une électrode isolée plongeant dans la chambre, on peut établir dans celle-ci un champ électrique, et, en donnant au champ une intensité convenable, on peut recueillir sur les deux électrodes (paroi interne de la chambre et conducteur isolé), le total des quantités d'électricité égales et de signes contraires portées par les ions positifs et négatifs produits dans la chambre, chaque électrode recueillant les ions dont le signe est contraire au sien, et le nombre d'ions positifs et négatifs qui ont pu se recombinaison entre eux avant d'avoir été recueillis pouvant être tout à fait négligeable. Si la cause de production d'ions agit d'une manière continue (rayonnement d'une substance radioactive), chaque électrode recueille de l'électricité d'une manière continue, de sorte qu'un courant électrique continu traverse la chambre d'ionisation. Le courant obtenu dans les conditions indiquées ci-dessus se nomme *courant de saturation* et peut fournir une mesure bien définie de l'intensité du rayonnement dans la chambre. La substance radioactive qui produit le rayonnement peut être placée à l'intérieur de la chambre; elle peut aussi se trouver à l'extérieur de celle-ci et agit alors grâce

à l'émission de rayons qui traversent les parois (rayons pénétrants).

Dès le début des études concernant la radioactivité des composés d'urane et la recherche de la propriété radioactive dans d'autres substances, une méthode de mesures précises a été utilisée pour évaluer le degré de radioactivité par le courant de saturation produit dans des conditions déterminées. Les intensités très faibles des courants dont il s'agissait étaient mesurées au moyen d'un dispositif comprenant un électromètre et un quartz piezoélectrique. Ce dispositif, qui a été fréquemment décrit ⁽¹⁾ et qui est devenu classique, permet d'obtenir avec une grande exactitude la valeur absolue d'un courant de l'ordre de 10^{-12} à 10^{-10} ampère; il permet aussi d'excellentes comparaisons en valeur relative. L'emploi d'une méthode aussi sûre a permis de faire un grand nombre de déterminations numériques, qui ont conduit à établir tout d'abord que la radioactivité des composés d'urane et de thorium est une propriété atomique des éléments uranium et thorium. La même méthode a ensuite servi à mettre en évidence les activités, en apparence anormales, des minéraux, qui sont du même ordre de grandeur que celles des composés d'uranium, de sorte que la différence aurait pu échapper à des procédés d'observation grossiers. Ce sont cependant justement les observations faites à ce sujet qui ont conduit à la découverte du radium. Enfin, pendant le travail laborieux qui a dû être fait pour démontrer l'existence des éléments nouveaux, en particulier du radium, c'est toujours encore cette même méthode qui a été utilisée et l'on peut dire que sans son secours le travail n'aurait pu être mené à bonne fin. Ce n'est que grâce aux indications quantitatives précises qu'il a été possible de suivre les substances actives lors des séparations chimiques, de manière à rassembler finalement les traces de ces substances contenues dans des tonnes de matière première.

Le travail relatif à la découverte du polonium et du radium a été le premier travail chimique effectué à l'aide d'une méthode de mesures électrométriques. Mais l'emploi d'une telle méthode s'est ensuite généralisé et a permis d'effectuer un grand nombre d'autres travaux importants, tels que la séparation et l'étude de plusieurs corps radioactifs nouveaux solides et gazeux (actinium, radiothorium, mésothorium, radioplomb, ionium, émanations radioactives),

M. CURIE. *Rev. gén. des Sc.*, janvier 1899; Thèse de doctorat, Paris, 1903: *Tr ité de Radioactivité*, 1910.

les recherches qui ont prouvé la formation de radium dans les minerais d'urane ou celles qui consistent à compter les rayons de nature corpusculaire émis par les corps radioactifs (numération des particules α), etc. Ainsi la technique électrométrique est devenue pour la radioactivité l'instrument de recherches le plus précieux, auquel cette science doit ses plus beaux triomphes — et dont elle espère d'autres dans l'avenir.

On conçoit d'après cela combien il est important de ne rien négliger de ce qui peut rendre l'usage des méthodes de mesures électrométriques en radioactivité encore plus sûr et plus facile.

Je suis ainsi amenée à expliquer comment, depuis plusieurs années, les savants qui s'occupent de radioactivité se sont formé la conviction toujours grandissante de la nécessité de constituer *un étalon international de radium*, et de réaliser par ce moyen un perfectionnement important, destiné à apporter plus de clarté et de sûreté dans l'activité des laboratoires intéressés.

Pour faire comprendre la signification d'un tel étalon et l'importance qu'il pourra avoir, il est nécessaire d'examiner plus en détail la technique de ces laboratoires.

*
* *

Le caractère fondamental des méthodes utilisées en radioactivité est de devoir s'appliquer à l'étude de substances présentes en quantité infinitésimale. Cela est aussi vrai pour les méthodes chimiques que pour les méthodes physiques. Parmi les corps notablement radioactifs, seuls l'uranium et le thorium se trouvent dans leurs minerais en proportion importante. L'activité de ces corps est faible et le champ des recherches qu'ils permettent d'effectuer est par là limité.

Le corps qui constitue l'instrument de recherches le plus important est le radium. Il doit son importance au concours de plusieurs circonstances. Tout d'abord son activité spécifique est considérable. Un gramme de radium qui vient d'être séparé du minerai a une activité environ $1,3 \cdot 10^6$ fois plus grande que celle d'un gramme d'uranium. La théorie des transformations radioactives nous apprend qu'il en est ainsi parce que le radium est un élément qui se transforme beaucoup plus rapidement que l'uranium. Toute substance radioactive simple se détruit suivant une loi dite *exponentielle*, d'après la-

quelle le temps nécessaire pour que la moitié de la substance subisse la transformation est une constante indépendante de la quantité actuellement présente ; cette constante nommée *période* constitue un caractère fondamental de la substance. On peut aussi définir une autre constante nommée *vie moyenne* et représentant pour un grand nombre d'atomes d'une espèce déterminée la valeur moyenne des vies de ces atomes. La vie moyenne est en relation simple avec la période, elle varie proportionnellement à celle-ci. L'uranium et le radium proprement dit ou *radium au minimum d'activité* émettent chacun un rayonnement de l'espèce α ou rayonnement corpusculaire à charge positive. On peut montrer que les vies moyennes des deux corps doivent être entre elles approximativement comme les activités spécifiques, et il en sera de même chaque fois que l'on comparera deux corps radioactifs à rayonnement analogue (¹). La vie moyenne du radium a pu être déterminée par des expériences indirectes, elle est d'environ 2 800 ans ; celle de l'uranium doit être de l'ordre de 10^9 ans.

Ce n'est pas seulement par son rayonnement propre que le radium est précieux. Ce corps est le siège de transformations en vertu desquelles il est généralement accompagné par un certain nombre d'autres substances radioactives. L'atome de radium, en se transformant, produit en premier lieu un atome d'hélium ou particule α émise avec grande vitesse et constituant un rayon α , en second lieu un atome d'un gaz radioactif nommé émanation du radium. Ce gaz, dont la période est de 3,83 jours, se transforme à son tour avec émission de rayons α et formation d'une série de substances solides nommées radium A, B, C, D, E et F, dont chacune résulte de la transformation de la précédente. Les rayonnements qui accompagnent chacune de ces transformations sont différents. Les corps A et F émettent des rayons α , les corps B et D émettent des rayons β ou électrons négatifs de grande vitesse, le corps E émet des rayons β et aussi des rayons γ de nature probablement électromagnétique ; enfin le corps C, probablement complexe, émet des rayons α , des rayons β de vitesses variées s'approchant de la vitesse de la lumière et des rayons γ extrêmement pénétrants.

Les vies moyennes des substances A, B et C sont relativement

¹ La vie moyenne de l'uranium est probablement $2 \times 1,3 \cdot 10^9$ fois plus grande que celle du radium, parce que, par atome transformé, deux rayons α sont émis dans le cas de l'uranium et un seulement dans le cas du radium.

courtes (entre 4 minutes et 40 minutes) ; l'ensemble de ces substances constitue le *dépôt actif à évolution rapide* ; les vies moyennes des corps D, E et F sont beaucoup plus longues (entre six mois et vingtans : ces corps forment le *dépôt actif à évolution lente*. Voici le schéma des transformations du radium (*fig. 1*).

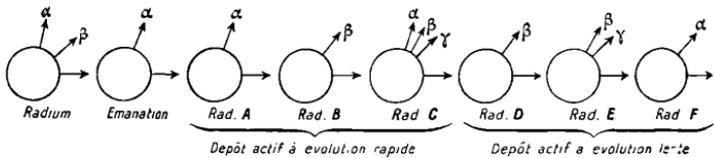


FIG. 1.

Quand le radium est à l'état solide, dans un sel ou dans un minéral, l'émanation du radium reste entièrement ou presque entièrement occluse dans la matière solide et se transforme sur place en matières solides qui s'accumulent. Mais l'accumulation étant limitée par la destruction spontanée, il s'établit un état de régime dans lequel la production pour chaque matière compense la destruction. Le radium est alors à l'état d'équilibre de régime radioactif avec ses dérivés. Un tel état d'équilibre peut s'établir et persister, en apparence invariable, pendant des années, parce que la vie moyenne du radium est très longue par rapport à une année et par rapport aux vies moyennes de tous les dérivés. Un premier équilibre avec l'émanation et le dépôt actif à évolution rapide est atteint en un mois environ à partir du moment où le radium est mis en un état dans lequel l'émanation ne peut s'échapper au dehors ; cette condition est réalisée rigoureusement quand le radium, dans n'importe quel état, est enfermé en tube scellé ; elle est réalisée approximativement pour un sel solide calciné. En vertu de cette évolution, l'activité du radium solide va en augmentant et devient 5 à 6 fois plus élevée que la valeur minimum. En même temps la variété du rayonnement augmente et l'on voit, en particulier, apparaître des rayons très pénétrants qui n'appartiennent pas au radium élément, mais à ses dérivés. C'est à cet état que le radium est généralement utilisé pour les recherches ou pour les applications médicales.

Quand cette première évolution est achevée, elle en laisse subsister une autre, beaucoup plus lente, qui consiste dans l'accumulation du dépôt actif à évolution lente et tend vers un équilibre radioactif avec celui-ci. Cet équilibre demande environ cent ans pour s'établir.

et l'on peut prévoir qu'à la limite l'activité totale du sel solide serait encore augmentée d'environ 20 0/0. Cette limite représente un maximum suivi d'une décroissance extrêmement lente du rayonnement, suivant la loi de transformation du radium, la diminution par année étant inférieure à 1 p. 1 000.

Les minéraux dans lesquels on trouve le radium sont des minéraux d'urane. Leur âge depuis la formation est de l'ordre de cent millions d'années. La présence de radium dans des minéraux de formation aussi ancienne ne peut être expliquée que par l'hypothèse d'une production sur place. Il semble établi, en effet, que le radium est un dérivé de l'uranium et se trouve en équilibre avec celui-ci dans les minerais d'urane les plus anciens. La vie moyenne de l'uranium est de l'ordre de la durée des époques géologiques. Dans certains minéraux qui ne dégagent sensiblement pas d'émanation, l'uranium se trouve en équilibre radioactif avec le radium et tous les dérivés de celui-ci. Il a été prouvé que le dernier de ces dérivés ou radium F est identique au polonium, qui est la première substance nouvelle fortement radioactive trouvée dans les minerais d'urane.

La proportion de radium dans les minéraux d'urane offre un rapport approximativement constant avec la proportion d'urane, de sorte que l'on a environ $3,4 \cdot 10^{-7}$ gramme de radium par gramme d'uranium. Les minéraux riches en uranium (contenant, par exemple, 75 0/0 d'oxyde d'uranium) renferment par tonne de minerai quelques décigrammes de radium. Les méthodes d'investigation chimique et même l'analyse spectrale eussent été incapables de déceler la présence de ce corps, qui pourtant a un spectre très sensible, et c'est seulement grâce à la propriété radioactive, mise en évidence par une méthode électrométrique, que la découverte a pu être faite. On sait maintenant que la *réaction radioactive* du radium est plusieurs milliers de fois plus sensible que sa réaction spectrale, laquelle est du même ordre de sensibilité que celle du baryum.

Bien que la proportion de radium dans les minerais d'urane soit très faible, l'extraction de ce corps et la préparation de sels purs a pu être effectuée avec succès. Le radium est un élément alcalino-terreux, dont le poids atomique est égal à 226,5. Grâce à ses propriétés chimiques très caractérisées, sa préparation, déjà très bien étudiée, ne présente pas de difficultés très grandes. Cette préparation fait maintenant l'objet d'une industrie qui occupe plusieurs usines en France et à l'étranger. Mais, par suite de la rareté des minerais, du

travail laborieux de l'extraction et des besoins croissants, en vue d'applications scientifiques et médicales, le prix de vente est extrêmement élevé. Le radium est la plus coûteuse de beaucoup de toutes les substances connues. Le prix actuel est de 400 000 francs le gramme de bromure de radium. La quantité totale de radium jusqu'ici extrait du minerai n'atteint probablement pas 10 grammes.

Si l'on envisage les substances fortement radioactives autres que le radium (actinium, polonium, mésothorium, radiothorium), on constate que plusieurs d'entre elles peuvent avoir un rayonnement spécifique plus intense même que celui du radium. On a pu préparer des échantillons de polonium et de mésothorium accompagné de radiothorium dont l'activité était de même ordre que celle du radium à poids égal, alors que cependant la substance active n'était présente qu'en proportion très faible. Aucune de ces substances n'a, en effet, encore pu être isolée. La préparation de ces corps est laborieuse et leur proportion dans la matière première est considérablement plus faible encore que dans le cas du radium. Cela tient à ce que leurs vies moyennes sont courtes par rapport à celle du radium (polonium, 200 jours; actinium, trente ans; mésothorium, environ huit ans; radiothorium, environ trois ans). Il en résulte aussi que les produits préparés à grand'peine et à grands frais ne donnent pas, comme le radium, le bénéfice d'une invariabilité suffisante au point de vue pratique, mais perdent leur valeur en quelques années. La préparation de matières très actives dont l'activité est due au mésothorium accompagné de radiothorium et de ses dérivés, est cependant devenue industrielle, car la matière première (minerais et sels de thorium) se trouve disponible en assez grande abondance. Le rayonnement des matières ainsi obtenues est aussi riche et aussi varié que celui du radium et peut rendre des services analogues; mais il a l'inconvénient d'évoluer avec le temps suivant une loi compliquée.

L'ionium a une activité spécifique plus petite que celle du radium. Ce corps doit se trouver dans les minerais en proportion plus forte que le radium, mais sa préparation semble difficile. Son rayonnement offre moins de variété que celui du radium.

En résumé, on ne peut refuser au radium un rôle prépondérant qu'il semble destiné à conserver. Il en est redevable : 1° à la valeur appropriée de sa vie moyenne, qui n'est ni trop grande ni trop petite et lui assigne une grande activité avec une stabilité suffisante; 2° à ses propriétés chimiques qui permettent de le séparer sans trop de

peine ; 3° à la richesse de son rayonnement dû en partie au radium même, en partie aux dérivés à évolution rapide ; 4° à la rapidité de la première évolution qui assure, un mois après la préparation, un rayonnement approximativement constant pendant des années ; 5° à ce fait important que le radium a pu être isolé et bien défini comme élément chimique et qu'ainsi il offre une base solide pour des recherches quantitatives.

Ainsi s'explique ce fait que la vraie technique de précision des laboratoires de radioactivité est basée sur l'emploi du radium. C'est donc de ce corps qu'il sera principalement question dans la suite.

Par suite de l'extrême dilution des corps fortement radioactifs dans la matière première, les réactions chimiques utilisées pour la séparation doivent être considérées d'une manière spéciale. Dans le traitement de minerais, la solubilité des composés de corps radioactifs devrait toujours être suffisante pour empêcher leur précipitation ou cristallisation. Celle-ci n'a lieu que grâce à la présence de sels isomorphes (cristallisation de sels de baryum radifères) ou de sels qui en précipitant, ont la faculté d'*entraîner* certaines substances actives (entraînement d'actinium ou de mésothorium par le sulfate de baryum, ou encore de substances insolubles qui retiennent les matières actives par adsorption (action du charbon pour recueillir dans une solution l'uranium γ ou d'autres substances). Ces *réactions d'entraînement* peuvent être différentes de celles que les substances présenteront à l'état de concentration moléculaire normale. Il est d'ailleurs tout naturel, au point de vue des théories moléculaires, que les propriétés d'une matière puissent se modifier quand chacune de ses molécules se trouve isolée au sein d'une matière étrangère. Il est remarquable, par contre, que la propriété radioactive ne semble pas intervenir pour créer des propriétés moléculaires spéciales. Ainsi les réactions du radium au point de vue moléculaire n'offrent aucune singularité : elles correspondent, ainsi que l'aspect du spectre, à la position qui est assignée au radium par son poids atomique dans la classification périodique des éléments.

Examinons maintenant les conditions de l'emploi du radium au point de vue quantitatif. Eu égard à la rareté de cette substance, à l'insuffisance de la production et au prix considérable, la quantité la plus forte de cette matière réunie dans une des institutions existantes (laboratoires ou instituts scientifiques ou médicaux) est de l'ordre du gramme ; le plus souvent cette quantité est très inférieure. La quan-

tité de radium utilisée pour les travaux scientifiques des laboratoires ne dépasse donc pas actuellement la limite indiquée et reste, en règle générale, très au-dessous. Pour un grand nombre de travaux, des quantités variant du centigramme à une fraction de milligramme sont d'usage courant. Il est bien évident qu'il ne saurait être question de doser ces petites quantités avec précision au moyen d'une balance. La pesée des sels de radium est d'ailleurs une opération délicate, demandant de grandes précautions, parce que ces substances absorbent la vapeur d'eau de l'atmosphère et parce qu'elles éprouvent des transformations chimiques moléculaires sous l'influence de leur propre radiation, de sorte que la nature du sel n'est bien définie qu'immédiatement après la préparation.

Il existe toute une série de travaux scientifiques où les quantités de radium qui entrent en jeu sont encore beaucoup plus faibles que celles indiquées ci-dessus. Ce sont les travaux relatifs à la radioactivité du sol, des eaux et de l'atmosphère. On a pu prouver qu'à l'état de dilution extrême le radium est répandu partout à la surface de la terre, dans les roches superficielles, dans l'eau des mers, dans les eaux des sources. La proportion de radium par gramme de ces substances est de l'ordre de 10^{-12} gramme ou au-dessous, rarement au-dessus dans quelques minéraux, eaux minérales ou pétroles naturels. Les quantités de matière sur lesquelles on opère étant généralement inférieures à 1 kilogramme, on est donc là en présence d'un problème qui consiste à doser avec précision une quantité de radium de l'ordre de 10^{-10} gramme. Ce problème, absolument inabordable pour l'analyse chimique quantitative, a été résolu par l'emploi de méthodes électrométriques. •

L'atmosphère ne contient pas de radium, mais contient de l'émanation du radium à l'état de traces. Plusieurs eaux minérales contiennent de l'émanation sans contenir du radium. Dans un grand nombre de travaux de laboratoire on utilise comme source de rayons l'émanation du radium séparée de celui-ci.

Pour pouvoir faire du travail quantitatif, il a fallu établir des méthodes permettant de doser l'émanation. On verra d'ailleurs l'usage de ces méthodes pour le dosage même du radium. En raison de son activité spécifique bien plus élevée que celle du radium, l'émanation a une réaction radioactive environ 100 000 fois plus sensible. En revanche, elle n'est jamais présente qu'en quantités extrêmement faibles, et l'on ne pourrait songer à la mesurer ni au poids ni au

volume. La plus grande quantité que l'on puisse songer à isoler dans un des laboratoires les plus riches en radium est de l'ordre de 1 millimètre cube. Par la méthode électrométrique on peut doser 10^{-10} millimètre cube d'émanation.

Il ne sera pas question ici de dosage des dérivés suivants du radium, bien que les substances A, B et C interviennent dans les mesures ainsi que nous le verrons dans la suite. Je ferai remarquer seulement que ces substances, en raison de leurs vies très brèves, ne peuvent être présentes qu'en quantité encore considérablement plus faible que l'émanation du radium. Par contre la sensibilité de leur réaction radioactive devient énorme. Ces substances peuvent être obtenues par dépôt spontané sur un fil métallique, de préférence chargé négativement et exposé dans un espace contenant de l'émanation du radium. On peut alors les traiter comme des substances chimiques et les faire passer dans une dissolution acide. D'une telle dissolution on peut les reprécipiter sur un métal approprié, ou par entraînement avec un sel dont on effectue la précipitation. Toutes ces opérations peuvent être suivies par le moyen de dosages électrométriques. Il est tout à fait curieux de voir qu'on peut ainsi traiter par des méthodes chimiques et doser avec précision des matières qui, selon toute vraisemblance, ne pourront jamais être caractérisées comme éléments chimiques, leur destruction étant trop rapide. C'est là une nouvelle chimie qui utilise comme outil principal l'électromètre et non la balance, et que l'on est tenté de nommer la *chimie de l'invisible*.

*
* *

La méthode tout d'abord utilisée pour le dosage approximatif du radium consistait à mesurer le courant de saturation produit dans une chambre d'ionisation par une certaine quantité de la substance radifère solide, pulvérisée et étalée en couche mince sur un plateau placé dans la chambre. Un dispositif très fréquemment utilisé à cet effet a été décrit en plusieurs circonstances⁽¹⁾. Cette méthode utilise le rayonnement total de la substance ; elle est, pour cette raison, très sensible et permet par exemple, de mesurer facilement l'activité

¹⁾ M. CURIE, *Rev. gén. des Sciences*, janvier 1899 ; Thèse de doctorat, Paris, 1903.

d'une substance contenant le radium dans la proportion d'un dix-millionième. Par l'usage de surfaces variées on peut faire varier la sensibilité de la méthode et l'adapter à des concentrations qui varient dans de larges limites. Le rayonnement utilisé dans ces mesures est presque uniquement le rayonnement α qui est très absorbable, de sorte qu'à partir d'une faible épaisseur de la couche active le courant n'augmente plus guère avec l'épaisseur. Les couches utilisées en pratique peuvent avoir 0^{mm},5 d'épaisseur, et elles pourraient être plus minces si elles étaient très continues.

Cette méthode a rendu et rend toujours de très grands services pour les déterminations approchées de la richesse en radium et pour le contrôle de l'extraction de cette substance du minerai. Cependant elle n'a pas été élaborée de manière à devenir une méthode de précision. En voici les raisons :

1° Elle nécessite une manipulation de la substance qui présente de grands inconvénients quand il s'agit de matières riches en radium et par conséquent très coûteuses.

2° Elle n'indique pas la quantité totale de radium, mais la concentration en radium. Encore celle-ci n'est-elle donnée qu'avec une certaine approximation, parce que la matière inactive qui accompagne le radium exerce sur les rayons qui la traversent une absorption qui dépend de la nature de cette matière.

3° L'état des matières radifères solides à l'air libre n'est pas très bien défini. Ces matières peuvent dégager plus ou moins d'émanation, de sorte que leur activité dépend des quantités d'émanation et de dépôt actif contenues dans le sel. L'activité la mieux définie est l'activité minimum que le sel possède quand il ne contient ni émanation ni dépôt actif; on réalise cet état en dissolvant le sel et en chassant l'émanation, et en évaporant ensuite le sel à sec avec des précautions convenables. Dans bien des cas, ces opérations ne sont pas admissibles; elles ne peuvent, en particulier, être appliquées aux petites quantités de matières précieuses.

Nous possédons deux méthodes précises qui permettent de doser le radium et son émanation : 1° mesure directe de l'émanation et dosage du radium par l'émanation dégagée; 2° mesure du radium ou de l'émanation du radium par l'émission de rayons pénétrants (rayons γ).

Mesures directes d'émanation. — L'émanation du radium étant introduite dans une chambre d'ionisation, on peut mesurer le courant

de saturation obtenu. Ce courant subit une certaine évolution avec le temps. Il augmente d'abord par suite de la formation du dépôt actif aux dépens de l'émanation, atteint un maximum en 3 heures et entre ensuite en décroissance suivant la loi exponentielle caractéristique de l'émanation.

Cette loi peut s'écrire :

$$1) \quad q = q_0 e^{-\frac{t}{\theta}},$$

où q et q_0 sont les quantités d'émanation présentes respectivement aux temps t et 0 et θ est la vie moyenne de l'émanation : celle-ci est égale à 133 heures et correspond à une période de 3,85 jours.

La mesure du courant peut être faite avec une grande précision pendant l'état stationnaire qui correspond au maximum. On utilise le rayonnement total de l'émanation et du dépôt actif, on dispose donc d'une grande sensibilité.

L'émanation est produite par le radium d'une manière continue avec un débit constant, proportionnel à la quantité de radium et indépendant de l'état de combinaison moléculaire. Si la production a lieu en vase clos, la quantité d'émanation augmente avec le temps et tend vers une valeur limite q_∞ qui ne dépend que de la quantité de radium présente dans le vase et lui est proportionnelle.

Si à l'origine du temps le vase ne contenait pas d'émanation, l'accumulation de celle-ci en fonction du temps t a lieu suivant la loi :

$$2) \quad q = q_\infty \left(1 - e^{-\frac{t}{\theta}}\right),$$

où θ est la vie moyenne de l'émanation.

Pour doser le radium en valeur relative, on procède de la manière suivante : la matière radifère est mise en solution et introduite dans un vase ; on chasse l'émanation contenue dans le vase en faisant bouillir la solution ou en la laissant traverser par un courant d'air ; ensuite on ferme le vase et on laisse l'émanation s'accumuler pendant quelques jours. Après ce temps l'on procède à l'extraction de l'émanation accumulée et l'on transporte celle-ci dans une chambre d'ionisation appropriée, afin de mesurer après 3 heures le courant de saturation à son maximum qui donne une mesure de q . La valeur de q_∞ peut alors être calculée par l'emploi de la formule théorique 2)

et donne une mesure de la quantité de radium dans le vase. Pour effectuer les calculs on se sert de tables numériques spécialement construites et utilisant la constante θ très exactement déterminée par l'expérience.

Pour rendre la mesure absolue, il est nécessaire de déterminer le courant de saturation maximum pouvant être produit dans une chambre d'ionisation donnée par la quantité d'émanation limite qui correspond à une quantité connue de radium. Cette opération très délicate exige la pesée d'une certaine quantité d'un sel de radium parfaitement défini que l'on utilise pour préparer une solution titrée devant servir pour l'étalonnage de l'appareil de mesures.

Le même appareil pourra servir pour la mesure de quantités d'émanation, indépendamment de leur provenance, par le courant de saturation maximum qu'elles peuvent produire. Toute quantité d'émanation pourra ainsi être égalée à la quantité limite q_{∞} qui serait en équilibre radioactif avec une quantité connue de radium.

Le courant de saturation qu'on mesure varie avec la forme et les dimensions de la chambre d'ionisation et augmente avec le volume de celle-ci, de sorte qu'un étalonnage n'a de valeur que pour une chambre déterminée. Si cependant les dimensions de celle-ci sont exactement indiquées et si le courant obtenu avec l'émanation limite d'une quantité connue de radium est donné en unités absolues, l'appareil de mesures pourra être reproduit dans un laboratoire qui pourra s'en servir pour des mesures absolues sans posséder de solution étalon. On peut aussi utiliser une formule empirique qui permet de ramener le courant observé à la valeur qu'il aurait eu si la chambre d'ionisation avait un volume infini ⁽¹⁾.

Voici l'appareil utilisé pour ce genre de mesures dans le Laboratoire de Radioactivité de Paris.

La boîte cylindrique P (*fig. 2*) reliée à une batterie de charge à haut voltage, sert de chambre d'ionisation ; une électrode isolée E, reliée à l'électromètre, pénètre dans la chambre. Celle-ci est étanche, et munie de robinets qui permettent l'entrée et la sortie de l'émanation. La boîte T, reliée au sol, sert d'enveloppe protectrice.

Le courant produit par l'émanation augmente avec la masse d'air contenue dans la chambre. On doit donc veiller à ce que celle-ci soit la même dans chaque mesure, ou ce qui est plus facile, remplir la

(1) DUANE et LABORDE, *Le Radium*, 1910.

LES MESURES EN RADIOACTIVITÉ ET L'ÉTALON DU RADIUM 809
chambre avec de l'air à la pression et à la température ambiante et effectuer une correction pour ramener les nombres obtenus à une masse d'air normale.

Le dosage du radium par la mesure de l'émanation dégagée est

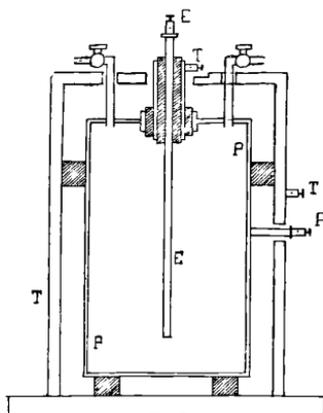


FIG. 2.

devenu une opération tout à fait courante dans la technique des laboratoires de radioactivité. Le dosage de l'émanation seule par ce procédé est surtout appliqué à l'étude de la teneur en émanation des eaux minérales.

La méthode qui vient d'être indiquée est extrêmement sensible. Elle permet de déceler 10^{-10} gramme de radium ou 10^{-10} millimètre cube d'émanation et même moins. Elle permet d'effectuer des mesures relatives avec une précision de 0,3 0/0 pour des quantités de radium de l'ordre de 10^{-8} gramme. Mais la valeur absolue des mesures dépend essentiellement de l'exactitude de l'étalonnage de l'appareil de mesures, c'est-à-dire, en dernier lieu, de la connaissance exacte de la quantité de radium contenue dans la solution étalon.

Mesures de rayons γ . — Le radium en équilibre radioactif avec l'émanation et le dépôt actif à évolution rapide, émet un rayonnement qui comprend des rayons extrêmement pénétrants nommés rayons γ et pouvant traverser plusieurs centimètres de métal. Le pouvoir pénétrant de ces rayons est tel que, pour réduire leur intensité de moitié, il faut interposer sur leur trajet une épaisseur de plomb d'environ 2 centimètres ou une épaisseur plus grande encore de toute matière

moins dense. Quand la source radiante est entourée d'une enveloppe de plomb de quelques millimètres d'épaisseur, les rayons γ seuls traversent l'enveloppe, tandis que les rayons α et les rayons β sont absorbés par le plomb. Les rayons γ ne constituent qu'une faible fraction du rayonnement total mesuré par l'ionisation produite.

Les rayons γ n'appartiennent ni au radium élément ni à l'émanation; ils sont émis par le constituant C du dépôt actif à évolution rapide; leur intensité est proportionnelle à la quantité de Ra C. Quand le radium, après avoir été ramené au minimum d'activité, est enfermé en tube scellé, le rayonnement γ , d'abord nul, croît avec le temps et tend vers une valeur limite proportionnelle à la quantité de radium et à la quantité limite d'émanation. Après un jour la loi d'augmentation est de la forme :

$$i = i_{\infty} \left(1 - e^{-\frac{t}{\theta}}\right),$$

où i_{∞} représente l'intensité limite du rayonnement, i celle au temps t et θ la vie moyenne de l'émanation. La limite est sensiblement atteinte en un mois.

De même, quand une quantité d'émanation vient d'être enfermée en tube scellé, le rayonnement γ , d'abord nul, croît avec le temps, atteint un maximum en 3 heures et décroît ensuite suivant la loi de destruction de l'émanation, conformément à la formule :

$$i = i_0 e^{-\frac{t}{\theta}}.$$

Quand cette loi est établie, la proportion de radium C reste proportionnelle à la quantité d'émanation, et il en est de même du rayonnement γ .

Il résulte de ce qui vient d'être dit que, pour des quantités de radium ou d'émanation de radium enfermées en tube scellé, la comparaison des rayonnements γ émis permet une comparaison quantitative des quantités de matière active.

Dans le cas du radium, la mesure doit être faite quand l'équilibre radioactif est atteint, c'est-à-dire un mois environ après que l'échantillon a été enfermé en tube scellé à l'abri des pertes d'émanation⁽¹⁾.

(1) Au lieu d'attendre un mois, on peut effectuer, dès la première semaine, quelques mesures de l'accroissement avec le temps: on en déduit par un simple la valeur du rayonnement limite.

Le rayonnement γ émis mesure la quantité de radium métal présente dans la source radiante, à condition que l'absorption des rayons γ dans la matière active et dans la paroi de l'enveloppe qui la renferme soit ou bien négligeable ou bien la même dans tous les cas. Quand il n'en est pas ainsi, il est nécessaire de tenir compte de cette absorption.

Les rayons utilisés sont ceux qui, pour pénétrer dans l'appareil de mesures, traversent une épaisseur de plomb de 5 millimètres ou davantage. Ces rayons sont absorbés par la matière suivant une loi exponentielle. L'intensité du rayonnement décroît en fonction de l'épaisseur de la matière traversée suivant la loi

$$i = i_0 e^{-\mu x},$$

où i_0 est l'intensité initiale, i celle qui reste après le passage au travers de l'épaisseur x et μ un coefficient constant nommé *coefficient d'absorption*, dont la valeur dépend de la nature du corps absorbant et varie approximativement en raison inverse de la densité de celui-ci. Pour le plomb, on trouve $\mu = 0,5 \frac{1}{\text{cm}}$; pour le verre, $\mu = 0,1 \frac{1}{\text{cm}}$. Pour la matière du sel actif, la valeur de μ dépend de la nature du sel et de l'état de tassement; eu égard à la densité moyenne, on peut avoir approximativement un coefficient d'absorption moyen $\mu = 0,05 \frac{1}{\text{cm}}$.

Les mesures précises ne peuvent faire intervenir l'absorption des rayons par la matière radioactive, car cette absorption n'est généralement pas assez bien définie. Pour cette raison, les dosages de précision par rayons γ ne peuvent être effectués que sur de petites quantités de sels occupant très peu de volume et contenues généralement dans de petites ampoules en verre scellées. Il résulte de ce qui précède que, si la distance que les rayons ont à franchir dans la matière active est en moyenne de 1 millimètre, la fraction de rayons absorbés par la matière est de l'ordre de 0,5 0/0 seulement et peut, le plus souvent, être négligée. Puisque les mesures de précision sont limitées aux petites quantités de matière, et que les rayons γ ne constituent qu'une faible fraction du rayonnement total de la substance, il en résulte que le dosage du radium par les rayons γ est loin d'être aussi sensible que le dosage approché par le rayonnement total ou que celui qui utilise la mesure de l'émanation dégagée. Le dosage de précision par rayons γ s'applique facilement à la mesure de quantités

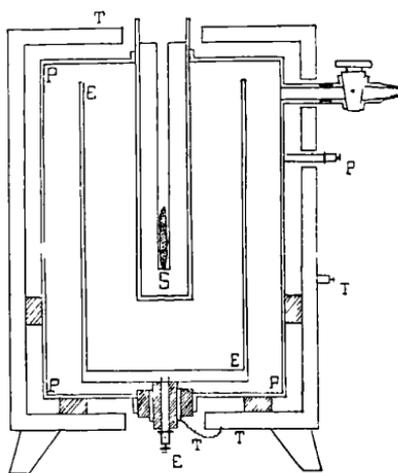
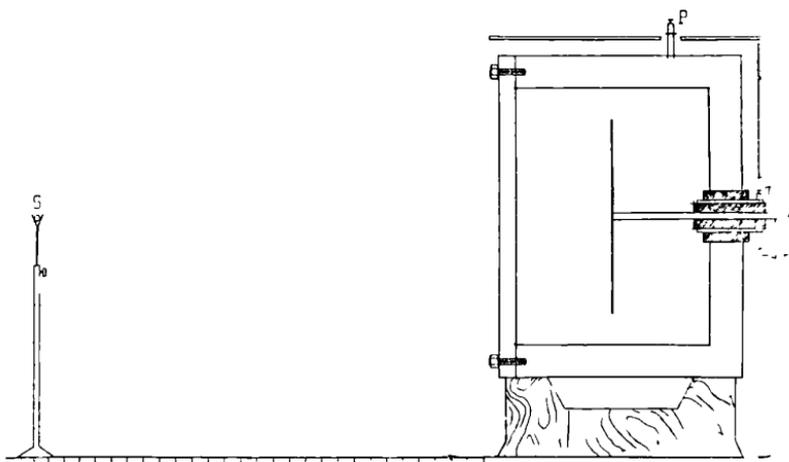
de radium de l'ordre d'un milligramme. On peut considérer cette méthode comme au moins 1000 fois moins sensible que celle par l'émanation. En revanche, la mesure par rayons γ offre cet avantage considérable qu'elle ne nécessite aucune manipulation dangereuse pour la sécurité des matières ; elle permet d'effectuer la mesure sans retirer la matière du tube qui la contient. Cette méthode est, en particulier, la seule applicable au dosage commercial de petites quantités de sels de radium destinés à la vente. Diverses applications médicales utilisent précisément les rayons pénétrants. En ce cas, le dosage peut être fait sur l'ampoule même qui sera mise en usage.

Pour des ampoules de verre dont les parois ont une épaisseur d'un demi-millimètre, la fraction de rayons γ absorbée par le verre est d'environ 0,3 0/0 et peut généralement être négligée. Quand le verre est plus épais, on se place dans les meilleures conditions en comparant des ampoules de même forme faites avec le même verre et produisant, par conséquent, la même absorption pour un remplissage analogue.

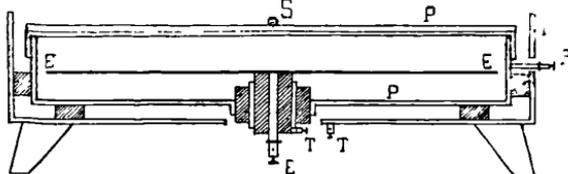
En ce qui concerne les dimensions des ampoules à comparer, il existe d'ailleurs des conditions géométriques indispensables pour assurer la précision des mesures. Le courant produit dans la chambre d'ionisation par les rayons issus de la source dépend de l'utilisation des rayons dans la chambre, et celle-ci est déterminée par la position de la source par rapport à la chambre. Les conditions sont comparables quand des sources tout à fait semblables occupent successivement une position exactement la même par rapport à la chambre. Généralement il n'en sera pas ainsi et, pour chaque forme d'appareil de mesures, l'on devra se rendre compte dans quelle mesure on peut faire varier la forme, les dimensions et la position de la source, tout en conservant la précision voulue. On peut, en particulier, réaliser de bonnes conditions avec des sources dont les dimensions sont petites par rapport à celles de la chambre ; en ce cas il est facile de donner à la source une position bien définie par rapport à la chambre. On peut obtenir ce même avantage en plaçant la source à grande distance de la chambre, mais ce procédé a l'inconvénient de diminuer encore grandement la sensibilité de la méthode.

Voici trois types d'appareils qui servent pour les mesures de rayons γ dans le Laboratoire de Radioactivité de Paris :

L'appareil I (*fig. 3*) se compose d'une boîte à paroi cylindrique P



II



III

FIG. 3.

dans laquelle pénètre l'électrode isolée E, reliée à l'électromètre. La boîte P est reliée à une batterie de charge à haut voltage. La source est placée en S à une distance convenable. Les rayons issus de la source ionisent l'air dans l'espace contenu à l'intérieur de la boîte P et formant chambre d'ionisation ; les ions d'un signe produits dans cet espace sont recueillis par l'électrode E. L'écran T, relié au sol, sert d'enveloppe protectrice.

L'appareil II possède une électrode cylindrique E, reliée à l'électromètre, et contenue dans une boîte cylindrique P, reliée à la batterie. Un tube cylindrique à fond fermé, soudé à la boîte P, pénètre à l'intérieur de la boîte E. Dans ce tube est placée l'ampoule S qui contient le radium. L'électrode E recueille les ions formés dans l'espace intérieur à E et aussi ceux formés entre les surfaces E et P ; l'ensemble de ces deux espaces forme chambre d'ionisation. L'appareil est entouré d'une boîte protectrice T reliée au sol. Ce dispositif convient très bien pour la comparaison d'ampoules de formes peu différentes. La chambre d'ionisation peut être rendue complètement étanche, ce qui permet de travailler avec une masse d'air constante. Il y a à cela un avantage qui peut quelquefois être important, car le courant d'ionisation produit par un rayonnement donné, dépend de la densité de l'air contenu dans la chambre et augmente avec celle-ci.

L'appareil III est un grand condensateur à plateaux, composé du plateau E relié à l'électromètre et de la boîte cylindrique plate P reliée à la batterie de charge. La source est placée en S au centre de la paroi supérieure de la boîte P. La boîte T reliée au sol protège l'appareil. La chambre d'ionisation se compose des espaces compris entre le plateau isolé E et la boîte P. Cet appareil comprend un grand volume d'air ionisé et offre une grande sensibilité. Il permet de comparer des ampoules de dimensions notablement différentes.

Dans tous les cas la mesure est obtenue par la différence des courants observés : 1° quand l'ampoule est en place ; 2° quand elle est enlevée. L'air possède, en effet, une conductibilité propre qui peut être observée partout, mais qui est augmentée dans les laboratoires de radioactivité. Cette conductibilité croît avec le volume d'air dans la chambre. Les poussières contenues dans celle-ci étant entraînées vers les électrodes produisent aussi un courant assez irrégulier en l'absence de l'ampoule. Ces effets sont sensibles avec l'appareil III ; on élimine les poussières en laissant l'appareil sous l'action du champ électrique quelque temps avant de procéder aux mesures.

Pendant une longue série de mesures, la sensibilité d'appareils tels que III varie avec la pression et la température de l'atmosphère. On en tient compte par des mesures croisées ou des corrections appropriées.

Il existe un grand nombre de cas où, au lieu d'utiliser une ampoule contenant du radium, on peut effectuer l'expérience avec une ampoule contenant de l'émanation. On sait actuellement extraire l'émanation, la purifier et la refouler dans un très petit volume. La quantité d'émanation contenue dans l'ampoule peut convenablement être mesurée par le rayonnement γ . La mesure doit être faite au moins trois heures après la fermeture de l'ampoule. Eu égard à la décroissance de l'émanation, la mesure doit être rapportée à un instant assez bien déterminé. Pendant une heure l'activité décroît de 0,76 0,0.

L'ampoule ne contenant que du gaz, il n'y a pas lieu de s'inquiéter de l'absorption des rayons à l'intérieur de l'ampoule. Quant à l'absorption produite par la paroi du tube, elle intervient comme dans le cas du radium. Les dimensions et la forme de l'ampoule interviennent aussi de la même manière.

On a coutume de rapporter une quantité d'émanation à la quantité de radium avec laquelle elle serait en équilibre. Il faut remarquer qu'une ampoule d'émanation qui, mesurée par les rayons γ , se montre égale en rayonnement à une ampoule de radium, contient non pas autant d'émanation que celle-ci, mais un peu moins, de sorte que l'on doit effectuer une petite correction négative, pour faire correspondre à l'émanation séparée qu'on mesure, une quantité de radium qui pourrait être en équilibre avec elle. Cette correction, qui n'est que d'environ 0,5 0,0, résulte du retard apporté par la transformation de l'émanation en dépôt actif. Le rayonnement γ mesure à un moment donné correspond non pas à la quantité d'émanation actuellement présente, mais à celle qui était présente quelques heures auparavant.

Enfin, dans certains cas, on utilise comme source de rayons le radium C que l'on a fait déposer sur un support convenable. La quantité de cette substance peut aussi être mesurée par le rayonnement γ et évaluée par la quantité de radium avec laquelle elle pourrait être en équilibre.

Toutes ces mesures, qui peuvent être effectuées par l'emploi de rayons γ , sont rendues absolues quand on dispose pour les compa-

raisons d'une *ampoule étalon* contenant une quantité connue de radium. La préparation d'une telle ampoule suppose que l'on a pu peser avec précision une petite quantité d'un sel de radium bien défini.

*
* *

Examinons maintenant quels sont les travaux dans lesquels la quantité de radium utilisée joue un rôle important. Nous aurons d'abord à citer la détermination de diverses constantes qui doivent être rapportées à une quantité connue de radium :

Détermination de la quantité de chaleur émise par unité de temps par le radium et ses dérivés en équilibre avec lui. — Détermination de la quantité d'électricité positive émise sous forme de rayons α . — Détermination de la quantité d'électricité négative émise sous forme de rayons β . — Détermination du nombre d'ions qui peuvent être produits au total par le rayonnement α , le rayonnement β et le rayonnement γ , ensemble et séparément. — Détermination du nombre de particules (ou rayons) α émises par le radium ou l'un de ses dérivés en équilibre avec lui, et de la charge de chaque particule. — Évaluation de la fraction de l'énergie dégagée, mesurée sous forme de chaleur, qui est attribuable à l'énergie cinétique des rayons α .

Détermination du rapport entre les proportions de radium et d'uranium dans les minéraux. Teneur en radium de la surface de la terre, dans les roches, les eaux des sources et de la mer. — Teneur de l'atmosphère en émanation du radium. — Évaluation de la quantité de chaleur dégagée par unité de temps dans le globe terrestre. — Évaluation du nombre d'ions qui peut être produit dans l'atmosphère par les substances radioactives contenues dans le sol et l'atmosphère, et comparaison de ce nombre avec celui qui résulte de l'expérience directe.

Travaux d'ordre physiologique. Action du radium et de ses dérivés sur les tissus sains ou malades. L'effet dépend de la quantité de matière radioactive utilisée et du temps d'action.

Il y a de plus à considérer divers travaux pouvant être effectués avec des substances radioactives autres que le radium et ses dérivés, pour lesquelles on manque de base pour les mesures absolues, les substances n'ayant jamais été obtenues pures en quantité pondérable (radiothorium, actinium, etc.). On peut en ce cas avoir néanmoins

une base de comparaison, en rapportant la quantité de substance à une quantité de radium pouvant donner le même effet ionisant dans des conditions déterminées. Ainsi le mésothorium peut être dosé par l'émission de rayons γ par ses dérivés, mesurée dans des conditions déterminées et comparée à celle du radium.

* * *

Pour donner une base aux déterminations quantitatives dont on a eu un aperçu, divers laboratoires se sont servis d'étalons de radium obtenus en pesant soigneusement une petite quantité d'un sel supposé bien défini au point de vue chimique. En enfermant le sel dans une ampoule, on obtenait une ampoule étalon; en le dissolvant dans une quantité connue d'eau, on obtenait une solution étalon titrée.

Les sels utilisés étaient le chlorure ou le bromure.

La pureté d'un sel de radium ne peut être contrôlée que par la photographie du spectre et par la détermination du poids atomique du métal contenu dans le sel. Ces deux opérations entraînent toujours une petite perte de matière. La première peut être effectuée avec 1 milligramme de sel (méthode Demarçay); la deuxième demande quelques décigrammes et représente un travail délicat. Il ne suffit pas que le sel soit pur; il faut qu'il soit bien défini. Or les sels de radium éprouvent une transformation moléculaire sous l'influence de leur propre radiation et changent de composition. Cet effet est rapide avec le bromure. Le chlorure est plus stable; cependant, pour être assuré de la composition de ce sel, il faut lui faire subir des cristallisations avant la pesée.

On voit ainsi que la préparation d'étalons de radium ne peut être faite que dans les laboratoires qui possèdent assez de radium pour pouvoir entreprendre le travail nécessaire. Des étalons que l'on supposait approximativement exacts ont cependant été réalisés pour répondre aux besoins des mesures. Devant le nombre croissant des résultats expérimentaux numériques, obtenus avec une précision de mesures très satisfaisante, il devenait urgent de rendre comparables les résultats obtenus dans différents laboratoires afin de réaliser dans l'ensemble plus d'unité et de cohérence. Cette question a été soumise au Congrès de Radiologie, qui a été réuni à Bruxelles en septembre 1910.

Le Congrès a nommé une commission composée de savants qui, dans différents pays, travaillent dans le domaine de la radioactivité

(M^{me} Curie et A. Debierne pour la France, Rutherford et Soddy pour l'Angleterre, Hahn et Geitel pour l'Allemagne, St. Meyer et E. von Schweidler pour l'Autriche, Boltwood et Eve pour les États-Unis . La Commission a reconnu la nécessité de la préparation d'un *étalon international de radium*, consistant en une ampoule contenant environ 20 milligrammes de radium métal. L'exécution de cet étalon a été confiée à M^{me} Curie, qui a accepté d'entreprendre ce travail. Il a été décidé que, quand l'étalon international serait établi, des étalons secondaires seraient préparés pour les différents pays, et que la teneur de ces étalons en radium serait fixée au moyen d'une comparaison par rayons γ avec l'étalon international. Les solutions titrées devront être préparées avec des sels dont la teneur en radium aura été contrôlée par rapport à un étalon secondaire. Ces propositions de la Commission ont été adoptées par le Congrès. Celui-ci a encore pris quelques autres décisions :

L'unité dont l'usage a été adoptée est le *gramme de radium métal*, les propriétés radioactives du radium étant les mêmes à tous ses états moléculaires. L'unité du gramme étant pratiquement grande, on a envisagé l'utilité éventuelle d'une unité beaucoup plus petite, telle que 10^{-10} gramme de radium, à laquelle on donnerait un nom spécial.

L'émanation étant évaluée en fonction de la quantité de radium avec laquelle elle pourrait être en équilibre, il a paru utile d'établir sur cette base *une unité d'émanation*. L'unité adoptée est la *quantité d'émanation qui est en équilibre radioactif avec 1 gramme de radium*. Le Congrès a voulu donner à cette unité le nom de *curie* afin d'honorer la mémoire de Pierre Curie et son œuvre en radioactivité. La nouvelle unité est déjà entrée en usage; sa millième partie, un *millicurie*, est une unité pratique, d'un ordre de grandeur convenable dans les laboratoires. Mais une unité beaucoup plus petite, 10^{-10} curie par exemple, pourrait recevoir un nom spécial pour être utilisée, comme l'unité correspondante de radium, dans les travaux sur la radioactivité du sol et des eaux.

On pourrait évidemment concevoir que la quantité d'émanation fût donnée par son poids, mais ce genre d'indication serait moins approprié à l'usage. De plus il ne saurait en être question actuellement, la pesée d'une quantité d'émanation qui est en équilibre avec une quantité donnée de radium étant une opération très difficile qui n'a pas encore pu être effectuée avec une grande précision.

Le Congrès de Bruxelles a chargé la Commission de prendre les dispositions nécessaires pour fixer l'usage de l'étalon international.

* * *

L'étalon international a été préparé au courant du mois d'août 1911. Le sel utilisé était pris sur la provision de chlorure de radium très pur d'environ 0^{gr},4 qui avait été préparé par moi en 1907 en vue de la détermination du poids atomique du radium. La très grande pureté de ce sel avait été mise en évidence par l'aspect du spectre; le poids atomique obtenu est 226,5. Le sel avait été conservé soigneusement à l'abri de tout accident; une partie avait été utilisée pour la préparation du radium métallique et de solutions étalons.

Voici quelles ont été les opérations effectuées pour amener le sel à un état défini. Le sel a été additionné d'eau contenant un peu d'acide chlorhydrique; il s'y est dissous presque complètement, laissant un très faible résidu de sel insoluble, tel qu'il s'en forme toujours à la longue, probablement par suite de l'attaque des vases, même dans une enceinte desséchée. Le résidu ayant été séparé par filtration, on a ajouté à la solution limpide une très petite quantité d'acétate de plomb, puis on a traité la solution par l'hydrogène sulfuré. Le sulfure de plomb, en précipitant, devait entraîner la totalité du plomb radioactif (radium D), de radium E et de polonium (radium F) formés dans le sel de radium pendant 4 ans. Les sulfures ayant été séparés par filtration, la solution a été évaporée à sec. Le sel a été redissous dans un mélange d'eau et d'acide chlorhydrique pur et la solution a été concentrée de manière à cristalliser. Après refroidissement, l'eau mère a été décantée et les cristaux ont été lavés à l'acide chlorhydrique pur concentré, — puis encore redissous dans un mélange d'eau et d'acide pur afin d'obtenir une nouvelle cristallisation. Celle-ci était très belle et a donné quelques gros cristaux très allongés en forme d'aiguille. L'eau mère assez abondante, la cristallisation ayant eu lieu en milieu très acide, a été décantée. Les cristaux ont été séchés au bain-marie d'abord, à l'étuve réglée à 130° ensuite. Cette température est suffisante pour ramener le sel à l'état anhydre et à la formule RaCl^2 .

On a procédé à la préparation de l'ampoule. Celle-ci a reçu la forme d'un tube de verre très étroit à paroi mince: diamètre intérieur

0^{mm},9 ; épaisseur du verre, 0^{mm},27 ; verre blanc. Le fond du tube a été étiré et fermé à la lampe sur un fil très mince en platine pénétrant à l'intérieur. Ce fil a pour but d'empêcher l'accumulation de charges électriques à l'intérieur de l'ampoule, en établissant une communication conductrice à l'extérieur. Un petit bouchon de verre s'adaptant sur le tube a été préparé, et l'ampoule avec son bouchon a été soigneusement pesée. Il était à craindre que le sel n'absorbe de la vapeur d'eau pendant l'opération de remplissage et que l'eau ne puisse ensuite être chassée facilement, eu égard à la forme de l'ampoule. Pour éviter ce danger, on a effectué le remplissage dans une atmosphère chaude. La capsule contenant les cristaux écrasés avec un agitateur a été placée sur une plaque métallique épaisse et chauffée. La température de l'air avoisinant le sel était d'environ 80°. L'ampoule à remplir séjournait constamment dans cet air chaud. Après avoir été remplie suffisamment, elle a été recouverte du bouchon et soumise à des pesées alternant avec des séjours à l'étuve à 150°, suivis de retour à la température ordinaire dans un dessiccateur. Dans ces opérations, le poids de l'ampoule et de son contenu restait constant à un cinquantième de milligramme près. L'ampoule a alors été fermée à la lampe à une petite distance au-dessus du niveau du sel qui occupe la longueur totale de 32 millimètres. On s'est assuré qu'il ne restait pas de sel après la partie détachée, en quantité appréciable à la balance. Le remplissage a pu être effectué dans d'aussi bonnes conditions, sans adhérence de sel aux parois, grâce au dessèchement parfait de la matière. L'ampoule est représentée dans la *fig. 4*.



FIG. 4.

La balance utilisée était une balance Curie à amortissement rapide et à microscope, réglée de manière à être sensible au centième de milligramme. Les poids utilisés étaient des poids de précision étalonnés. Une ampoule semblable à l'ampoule principale servait de tare.

Le sel avait atteint un état défini et un poids constant égal à 0^{gr},02199 de chlorure anhydre RaCl², à la précision de un cinquantième de milligramme environ. Le poids de l'ampoule est 0^{gr},1022. La quantité de radium métal contenu dans l'ampoule est 0^{gr},01675.

Grâce à la minceur du verre et à la forme allongée de l'ampoule, la proportion de rayons γ absorbée dans le sel et dans l'enveloppe du verre ne doit pas atteindre 0,5 0/0.

Le sel occupe presque intégralement la longueur de l'ampoule, et c'est là une disposition utile pour la précision des mesures qui peuvent être quelque peu influencées par les changements de position du sel, lors des trépidations. En revanche, on peut se demander si en restreignant ainsi l'espace libre l'on ne risque pas de compromettre la sécurité de l'ampoule qui pourrait éclater par la pression des gaz qui s'y accumulent progressivement. Mais le sel ayant été très soigneusement privé de toute son eau de cristallisation, la production de gaz tonnant, phénomène toujours observé avec le sel hydraté, n'est pas à craindre. On a donc seulement à envisager la production d'hélium, qui ne peut être évitée et qui a lieu en raison d'environ $2\text{mm}^3,5$ par année pour la quantité de radium présente dans l'ampoule. Le volume de celle-ci étant environ 25 mm^3 et le volume réellement occupé par la matière des grains ne pouvant guère dépasser 6 mm^3 , un temps de huit années est nécessaire pour que la pression de l'hélium formé égale la pression atmosphérique, le gaz étant supposé libre. (En réalité, le gaz reste occlus dans le sel, mais il peut être dégagé lors d'un échauffement accidentel de l'ampoule.) L'ampoule ayant été fermée à chaud, la pression de l'air au début, après refroidissement, était d'ailleurs inférieure à la pression atmosphérique. On peut prévoir que dans quinze ans il pourra être utile d'ouvrir l'extrémité effilée de l'ampoule afin de laisser échapper le gaz hélium en excès.

En même temps que l'étalon international était préparé en France, un travail analogue était effectué à l'Institut du Radium de Vienne où quelques ampoules étalons, contenant des quantités différentes de chlorure de radium anhydre ont été faites avec un sel soigneusement purifié appartenant à l'Académie des Sciences de Vienne.

Il a paru alors possible de prendre des décisions définitives au sujet des étalons et de réunir, à cet effet, la Commission qui avait été chargée de ce travail par le Congrès de Bruxelles.

*
* * *

La réunion de la Commission internationale a eu lieu à Paris à la

fin de mars 1912. Sept membres étaient présents. Les occupations de la Commission ont consisté à comparer entre eux les divers étalons préparés et à fixer les règles de leur emploi.

La comparaison des étalons a été faite par la mesure du rayonnement γ , et l'installation des appareils de mesures a été assurée par le Laboratoire de Radioactivité de la Faculté des Sciences de Paris, sous la direction de M. Debierne. Cependant l'installation n'a pas été faite dans ce Laboratoire, car dans les salles de celui-ci l'air possède une conductibilité spontanée bien plus élevée qu'à l'état normal, et cette circonstance est défavorable aux mesures précises. Grâce à l'obligeance de M. le Professeur Lippmann, les appareils ont pu être installés dans une salle inactive appartenant à son service.

La comparaison a été faite par deux méthodes différentes. La première est une méthode de compensation employée au Laboratoire de Paris; elle consiste à utiliser un grand condensateur à plateaux (*fig. 3, III*) spécialement construit pour cette circonstance. Voici quelles étaient les dimensions de cet appareil :

Diamètre du plateau E.....	50 cm.
Diamètre de la boîte cylindrique P.....	52 cm.
Distances du plateau E aux bases de la boîte...	3,5 et 2 cm.

Un écran de plomb de 1 centimètre d'épaisseur était posé sur la base supérieure de la boîte P. L'ampoule à examiner était placée sur une feuille de papier posée sur l'écran. Le courant produit dans la chambre était mesuré au moyen d'un dispositif composé d'un électromètre et d'un quartz piézoélectrique. On étudiait soigneusement l'influence des déplacements de l'ampoule sur la valeur du courant. Cette influence est inappréciable pour de petits déplacements à partir de la position centrale.

La deuxième méthode, dont le montage a été fait conformément aux indications de M. Rutherford, est une méthode de compensation d'un genre différent. Un courant constant produit dans une chambre d'ionisation auxiliaire contenant de l'uranium est compensé par le courant obtenu dans la chambre d'ionisation principale (type *fig. 3, I* par l'action de l'ampoule placée à une distance convenable. L'éloignement de l'ampoule dépendant de sa teneur en radium, il est nécessaire de connaître la loi de cette dépendance pour comparer entre elles des quantités de radium différentes. Avec cette méthode, les con-

ditions ne sont pas aussi exactement pareilles pour les ampoules à comparer qu'avec la précédente.

Les deux méthodes ont donné des résultats très concordants et l'on a trouvé de plus entre les différents étalons une concordance extrêmement satisfaisante, les écarts étant de l'ordre des erreurs expérimentales, estimées à 0,2 0/0 environ.

Ce résultat obtenu avec des étalons préparés d'une part en France, d'autre part en Autriche, en partant de sels purs préparés aussi d'une manière indépendante dans ces deux pays, à partir d'un même minerai, est tout à fait remarquable. Il prouve à la fois la parfaite sécurité qu'on peut avoir relativement à la composition du chlorure de radium anhydre et aussi la grande perfection des méthodes de comparaison basées sur la mesure des rayons γ . Ainsi la base pour les mesures des teneurs en radium par ce moyen se trouve établie de manière à inspirer toute confiance.

La comparaison a été facilitée par cette circonstance que l'épaisseur du verre des ampoules est non seulement faible, mais encore la même pour les différents étalons.

A la suite de ce travail la Commission a pris les décisions suivantes :

1° L'étalon préparé par M^{me} Curie a été choisi comme étalon international, et il a été décidé que cet étalon serait déposé à Paris, au Bureau international des Poids et Mesures, avec le consentement du Directeur de cette institution.

L'étalon international ne devra être utilisé que pour la mesure d'étalons secondaires destinés aux différents pays.

2° Un des étalons préparés à Vienne sera conservé dans l'Institut de Vienne, à titre d'étalon auxiliaire ($31^{mg}, 17RaCl^2$).

3° Les étalons secondaires seront préparés avec 10 à 40 milligrammes de sel contenant au moins 90 0/0 de radium et auront une forme semblable à celle des étalons de Vienne (1). Ils seront soumis à une mesure d'abord à Vienne, ensuite à Paris, et recevront un certificat indiquant leur teneur en radium.

4° Le radium utilisé pour l'étalon international appartenant à M^{me} Curie, la Commission décide de faire des démarches pour qu'une

¹ Les ampoules de Vienne ont 3^{mm},2 de diamètres et le sel n'occupe qu'une petite partie du volume. La forme de l'étalon international est plus parfaite, mais il est difficile à réaliser.

quantité équivalente de radium soit remise à M^{me} Curie en échange par les pays intéressés (1).

Il nous reste à examiner l'état actuel de l'étalon international, discuter les lois de l'évolution prévue et leur influence sur l'usage de l'étalon.

Au point de vue chimique, le sel qui constitue l'étalon était, au moment de la fermeture de l'ampoule, un chlorure de radium pur et anhydre répondant à la formule $RaCl_2$. Au point de vue radioactif, le sel est devenu, dès sa cristallisation, le siège d'une accumulation de l'émanation et des dérivés successifs. A ce point de vue l'état du sel est devenu approximativement stationnaire en un mois; les quantités d'émanation, de radium A, B, C, qui se trouvent maintenant dans l'ampoule, en équilibre radioactif avec le sel, sont très faibles (au-dessous d'un dix-millième de milligramme; néanmoins la part de ces matières dans l'émission du rayonnement est considérable; le rayonnement γ en particulier est attribuable au radium C. Au cours de l'évolution lente qui a continué ensuite, s'accumulent les substances D, E et F dont la proportion augmente pendant un temps de l'ordre de cent ans. Parmi ces substances, seul le radium E semble donner naissance à une émission de rayons γ ; mais ces rayons sont beaucoup moins pénétrants que ceux du radium C, et l'on peut penser qu'ils n'interviennent guère dans les mesures dans lesquelles on utilise les rayons qui ont traversé une épaisseur de plomb suffisante (1 centimètre); ce point aurait d'ailleurs besoin d'une vérification rigoureuse. Si l'on admet provisoirement qu'il n'y a pas à tenir compte des produits à évolution lente, nous devons nous attendre à voir les rayons γ très pénétrants suivre la loi de l'évolution du radium, c'est-à-dire décroître suivant une loi exponentielle avec une période de 2000 ans environ. D'après cela la décroissance en un an serait d'environ 0,04 0/0, de sorte que pendant dix années l'étalon pourra être considéré comme invariable et que pendant vingt ou trente ans encore ensuite, une petite correction approximativement connue permettrait de continuer son emploi; c'est suffisant pour qu'il rende les services qu'on en espère.

On peut se demander maintenant si le radium provenant de mine

1) Aussitôt que le texte des délibérations a été publié, cette question a été résolue. Le Dr et M^{me} G. P. Beilby ont offert à la Commission d'assumer les frais de remplacement de l'étalon international et ont bien voulu donner à leur proposition le caractère d'un témoignage particulier d'estime à mon égard. Tout je les remercie bien sincèrement.

rais d'urane ne pourrait contenir en quantité impondérable une trace de substance radioactive autre que ses dérivés et capable d'émettre des rayons γ très pénétrants. Parmi de telles substances le mésothorium est surtout à craindre. Ce corps est un dérivé du thorium, lequel est, en général, présent dans les minerais d'urane. Le mésothorium accompagne le radium dans les séparations chimiques effectuées sur le minerai et dans la cristallisation fractionnée. Cette substance donne naissance à une série de dérivés, suivant une évolution longue et complexe, comportant un terme final qui donne lieu à une émission de rayons γ comparables en pouvoir pénétrant à ceux du radium C. La présence de mésothorium dans le radium est donc de nature à altérer la loi d'évolution du rayonnement γ et à fausser le dosage du radium par ce rayonnement. Fort heureusement il existe des minerais d'urane dont la teneur en thorium est très faible et qui, pour cette raison, ne peuvent contenir du mésothorium qu'en proportion trop petite pour donner lieu aux difficultés ci-dessus. Telle est la pechblende de Saint-Joachimsthal, qui contient environ 1 kilogramme de thorium dans 50 000 kilogrammes de minerais à 53 % d'oxyde d'urane, pouvant fournir 3^{sr},7 de radium (1). Le rayonnement γ de 1 kilogramme de thorium étant absolument négligeable par rapport à celui de 3^{sr},7 de radium (de l'ordre de 3 cent-millièmes), la présence du mésothorium ne peut en ce cas constituer un inconvénient appréciable. C'est précisément le cas de l'étalon international et des étalons de Vienne, lesquels ont été tous préparés avec des sels de radium extraits de la pechblende de Saint-Joachimsthal.

On voit ainsi que l'emploi de l'étalon international peut avoir lieu dans des conditions de grande sécurité. On peut de plus augmenter cette sécurité en préparant dans des conditions analogues une ampoule dont l'activité sera suivie en fonction du temps au moyen d'un appareil de mesures absolues (par exemple, par la méthode du quartz piézoélectrique). On pourra ainsi connaître, par l'expérience, la loi d'évolution de l'étalon avec le temps.

*
* *

En résumé, l'adoption d'un étalon exactement connu doit rendre les services suivants :

¹ St. Meyer et Hess, Acad. des Sciences de Vienne, 1912.

Au point de vue de la science de la radioactivité :

Assurer l'accord entre les résultats numériques obtenus dans différents laboratoires et faisant intervenir une quantité de radium donnée. En cas de désaccord, provoquer la revision des travaux considérés, ce qui peut conduire à l'observation de faits nouveaux.

Au point de vue des applications médicales :

Assurer un emploi judicieux des propriétés physiologiques du rayonnement, en permettant de doser exactement et en toute sécurité l'intensité de la source de rayons utilisée.

Au point de vue industriel :

Donner de la stabilité et de la sécurité à l'industrie du radium en permettant de vendre des produits à teneur en radium exactement connue, de manière à établir une confiance entière entre les industriels et les acheteurs. Ce service peut être étendu à la vente de mésothorium ainsi que je l'ai indiqué plus haut.

On peut se rendre compte par l'ensemble des considérations développées dans cet article que l'œuvre de l'Etalon international de Radium a un caractère de haute utilité générale. On est en droit d'espérer que l'initiative prise à ce sujet par le Congrès de Radioactivité de 1910 sera féconde en conséquences heureuses représentant un progrès réel dans des directions variées.

ABSORPTION D'ÉNERGIE DANS LES GAZ, A LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE,
SOUS L'INFLUENCE D'UN COURANT ALTERNATIF ;

Par M. A. CHASSY.

Il s'agit de l'étude de la chaleur dégagée dans les appareils à effluves, tels que les tubes à ozone ou le tube décrit dans mon mémoire précédent⁽¹⁾. Ici encore, afin d'avoir un phénomène plus simple dont les lois soient facilement perceptibles, il est plus rationnel d'opérer avec un gaz que l'effluve ne transforme pas ; avec l'hydrogène, comme toujours, les résultats sont très nets, tandis qu'avec l'air il est impossible d'obtenir la moindre régularité.

Le tube à effluves T est placé dans un vase Dewar servant de calorimètre. Il y a un thermomètre au centre de T et un autre dans

(1) CHASSY, *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 737 ; 1911.

le dewar, extérieurement au tube T. Ayant d'abord fait l'étude calorimétrique de l'appareil, je déduis des indications de ce thermomètre le dégagement de chaleur obtenu par l'application de la tension alternative. De la chaleur totale dégagée il faut retrancher celle qui est produite dans le diélectrique, c'est-à-dire dans le verre, pour en déduire la chaleur dégagée seulement dans le gaz par le passage de l'effluve. Afin d'effectuer cette correction, je remplace le gaz par un liquide conducteur dans lequel l'absorption d'énergie est tout à fait négligeable, comme le calcul le montre; la chaleur obtenue provient alors seulement de l'influence du diélectrique.

Je rappelle que, sous l'influence d'une tension alternative, le gaz comporte deux régimes. Dans le premier, l'absorption d'énergie dans le gaz est inappréciable; elle n'est pas sensible même par rapport à celle qui se dégage dans le verre. Dans le second, qui se produit pour les tensions suffisamment élevées, le gaz devient conducteur. La chaleur dégagée dans le gaz est alors assez grande; par exemple, suivant les conditions, de 3 à 40 fois plus grande que dans le verre.

Soit u la quantité de chaleur dégagée par seconde dans le second régime. Je suis arrivé à la loi suivante: la quantité u est proportionnelle à la fréquence et à la charge Q prise à chaque alternance par le tube formant condensateur. Cette charge est mesurée comme l'indique le mémoire cité. J'insiste sur ce fait que cette absorption d'énergie dans le gaz n'est pas proportionnelle à Q^2 , comme cela a lieu sensiblement pour les diélectriques.

On conclut de cet énoncé que la chaleur dégagée pendant une période est indépendante de la fréquence et proportionnelle à Q . Cette proportionnalité a lieu même au commencement du second régime, tandis que dans une note des *Comptes Rendus*⁽¹⁾ j'indiquais que la chaleur dégagée était alors relativement un peu plus faible. En augmentant la précision, bien plus difficile à obtenir à ce moment, j'ai constaté que la proportionnalité avait encore lieu même dans cette région.

Voici un exemple dans lequel l'épaisseur d'hydrogène est de 6 millimètres. La hauteur des armatures est de 22 centimètres. La tension initiale du second régime est 8.520 volts; la fréquence est de 44 périodes. La charge Q est exprimée en microcoulombs et la ten-

¹ C. R., t. CL, p. 1305 (mai 1910).

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Octobre 1912.)

sion V en volts; l'indication de $\frac{Q}{V}$ a pour but de rappeler combien ce rapport est variable.

V	Q	u	$\frac{Q}{V} \cdot 10^4$	$\frac{Q}{u}$
8 800	0,92	0,52	1,04	1,77
9 740	1,95	1,16	2	1,68
14 800	5,69	3,19	3,84	1,78
18 100	7,86	4,58	4,34	1,72
24 000	11	6,39	4,58	1,72
29 800	13,9	7,81	4,66	1,77

Exprimons maintenant les résultats en fonction de l'intensité du courant alternatif chargeant le tube T. Pour une même forme de courant, l'intensité est évidemment proportionnelle à Q et à la fréquence. On peut le voir en considérant par exemple le cas d'un courant sinusoïdal chargeant un condensateur; l'intensité efficace est donnée par la formule $I = \omega CV$. On peut donc dire que la quantité de chaleur u dégagée par seconde dans le gaz est proportionnelle à l'intensité du courant, quelle que soit la fréquence; elle est indépendante de la fréquence pour une intensité de courant donnée. Dans ces différentes expériences, on faisait varier l'intensité en agissant soit sur la tension, soit sur la fréquence. En agissant seulement sur la tension, elle pouvait varier dans le rapport de 1 à 11; en agissant à la fois sur la tension et sur la fréquence, elle pouvait varier dans le rapport de 1 à 30. Malgré cette grande amplitude de variation de l'intensité, la loi fut toujours vérifiée.

En fonction de la tension, on n'a pas d'énoncé simple, car la charge croît d'abord plus vite que la tension. On peut seulement dire que, pour une même tension et une même forme de courant, la quantité u est proportionnelle à la fréquence. En modifiant la forme du courant par introduction d'une dyssymétrie dans l'enroulement de l'alternateur, j'ai constaté que le phénomène dépendait seulement de la valeur maximum de la tension. Cette valeur maximum détermine en effet la charge maximum prise par le tube T fonctionnant comme condensateur. A cette charge correspond un état déterminé du système; c'est l'établissement de cet état, quelle que soit la façon dont il est établi, qui dégage chaque fois une quantité de chaleur déterminée. A chaque nouvelle période le même phénomène recommence, de sorte que, pour une même tension maximum, la chaleur par seconde u est proportionnelle à la fréquence.

En pratique, dès que la tension est suffisamment élevée au-dessus de la valeur critique pour laquelle commence le second régime, on peut dire que u est proportionnel à la tension.

La proportionnalité de u à la charge est assez curieuse, car elle a lieu même au commencement du second régime, tandis qu'à ce moment le rapport de la charge à la tension est très variable et va en croissant.

Cette loi est difficilement conciliable avec l'explication donnée par plusieurs physiciens, d'après laquelle le gaz, devenant conducteur, serait le siège, à la fois, d'un courant de déplacement et d'un courant de conduction; le courant total serait la superposition de deux courants. Cette hypothèse, peut être exacte dans d'autres cas, par exemple pour les diélectriques solides, est peu probable pour les gaz dans les expériences qui nous occupent. La chaleur dégagée par le courant de déplacement étant nulle, ou du moins négligeable, puisque dans le premier régime il n'y a pas de phénomène sensible dans le gaz, il faut donc, dans le second régime, attribuer le dégagement de chaleur au courant de conduction. Or, pour s'expliquer la loi obtenue, il faudrait admettre que le courant de conduction reste proportionnel au courant total lorsqu'on fait croître V ; cela est impossible, puisque la charge croît plus vite que la tension et que par suite le gaz devient de plus en plus conducteur.

On voit aussi que l'absorption d'énergie dans un gaz, dans les conditions indiquées, et l'absorption dans un diélectrique sont des phénomènes de nature différente. Ainsi que l'a montré M. Décombe, le courant de déplacement est seul important à considérer dans les diélectriques, tandis que, d'après mes expériences, il n'a pas d'influence sensible dans le cas des gaz; on s'explique donc que chacun de ces cas corresponde à une loi d'absorption spéciale.

Dans le cas des conducteurs métalliques, l'absorption d'énergie par seconde W est proportionnelle au carré de l'intensité, parce que, dans la formule classique $W = EI$, E est proportionnel à I . Dans le cas d'un gaz, le fait que W est proportionnel à I prouve que la force électromotrice E qu'il faut vaincre, et dont l'existence est cause d'absorption d'énergie, est une constante pour un appareil donné au lieu d'être proportionnelle à I . Elle est peut-être analogue à une f. é. m. de polarisation qui, dans le cas où il y a électrolyse, est, sinon constante, du moins peu variable.

Où est le siège de cette absorption d'énergie? En faisant varier

l'épaisseur du gaz, j'ai constaté que, pour une même intensité, le dégagement de chaleur était proportionnel à cette épaisseur. Cela prouve que la constante de proportionnalité, dans la loi obtenue, est aussi proportionnelle à cette épaisseur, et par suite que le phénomène n'est pas dû à une action de paroi, mais qu'il a lieu en chaque point tout le long de la décharge dans le gaz. Cela est naturel, car l'effluve, qui produit probablement la chaleur dégagée, traverse toute l'épaisseur du gaz et correspond partout à la même perturbation. Je n'essaie pas d'expliquer cette perturbation qui peut être, par exemple, soit une modification moléculaire, soit simplement un mouvement d'ions séparés par un champ intense.

Dans aucun énoncé je ne précise s'il s'agit des valeurs efficaces ou des moyennes simples, car cela revient à changer le coefficient de proportionnalité, celui-ci dépendant d'ailleurs de la forme du courant. Comme le phénomène considéré est proportionnel à l'intensité et non à son carré, il est probable qu'il faut employer la moyenne simple pour obtenir un énoncé indépendant de la forme du courant, mais il est difficile d'obtenir une précision suffisante pour élucider cette question. Je pense que la loi élémentaire relative au second régime peut s'exprimer de la façon suivante. Considérons un petit intervalle de temps pendant lequel la charge du condensateur forme par le tube T augmente de dQ ; l'énergie absorbée par le passage du courant dans le gaz est de la forme $E dQ$, E étant une grandeur, de la nature d'une f. é. m., constante pour un appareil donné, proportionnelle à l'épaisseur de la couche gazeuse, indépendante de l'aire de la surface de niveau normale à la décharge. L'énergie mise en jeu pendant que la charge passe de sa valeur nulle à sa valeur maxima Q_0 sera donc EQ_0 .

Il est intéressant de comparer pratiquement les conducteurs métalliques, les diélectriques et les gaz tels que je les étudie ici dans le second régime. Dans un fil métallique, la quantité de chaleur dégagée par seconde, u , est proportionnelle au carré de l'intensité du courant alternatif, le coefficient de proportionnalité étant indépendant de la fréquence. Dans un diélectrique, on a sensiblement $u = kNV^2$, N étant la fréquence. Or $I = k'NCV$, C étant la capacité du condensateur. Donc, pour un diélectrique, on a :

$$u = k' \frac{I^2}{N}$$

formule très curieuse; elle n'est qu'approximative, mais suffisante en pratique. Pour un gaz dans les conditions de ces expériences, la quantité u est proportionnelle à la 1^{re} puissance de l'intensité, le coefficient de proportionnalité étant indépendant de la fréquence.

Pour une même intensité de courant alternatif, le dégagement de chaleur est plus grand dans l'air que dans l'hydrogène; mais, avec l'air, les résultats n'ont quelque régularité que pour les très grandes tensions parce que le gaz prend alors rapidement une composition déterminée. Le rapport des chaleurs dégagées dans ces deux gaz est, dans ce cas, 1,80 environ, ce nombre n'étant retenu que pour l'idée qu'il donne de la grandeur du phénomène. Il faut remarquer que, l'air étant moins conducteur, un même courant ne se produit qu'à l'aide d'une plus forte tension.

LA MESURE DES TEMPÉRATURES ÉLEVÉES PAR LE THERMOMÈTRE A GAZ ¹ ;

Par MM. ARTHUR DAY et ROBERT SOSMAN (Institut Carnegie, à Washington).

MESURES

Remplissage du réservoir. — Le réservoir a été rempli d'azote pur, préparé en mélangeant à chaud une solution de 200 grammes de nitrite de soude dans 250 grammes d'eau avec une solution de 350 grammes de sulfate d'ammonium et de 200 grammes de chromate de potasse dans 600 grammes d'eau. Le gaz ayant barboté dans un mélange de bichromate de potasse et d'acide sulfurique était conservé sur de l'eau. Avant de l'introduire dans le thermomètre, on le faisait passer sur du chlorure de calcium, du cuivre divisé chauffé au rouge, puis dans deux flacons d'une solution de pyrogallate de potassium, sur de l'acide sulfurique, du chlorure de calcium et de l'acide phosphorique anhydre. Le réservoir avait été préalablement évacué et porté à une haute température. Le remplissage définitif ne fut effectué qu'après avoir introduit à plusieurs reprises du gaz dans le réservoir et évacué celui-ci afin d'enlever toute trace de gaz étranger.

¹ Voir ce volume page 727.

Avant de relier le réservoir au manomètre pour effectuer le remplissage, on a eu soin de déterminer la constante de départ du manomètre. On procédait à cette mesure en mettant les deux branches du manomètre en communication avec l'atmosphère et en y faisant monter le mercure jusqu'à ce que, dans la branche courte, le ménisque vint au contact de la pointe fixe qui limite le volume constant. La lecture du manomètre correspondant à cette position constitue la constante de départ.

Marche des mesures. — Nous avons procédé de la manière suivante à nos premières mesures effectuées avec le réservoir de platine iridié.

Le corps du four étant abaissé de manière à dégager le réservoir thermométrique, on entourait celui-ci d'un vase rempli de glace finement râpée et bien trempée d'eau. Toute la partie du tube capillaire comprise dans le four était également entourée de glace. On faisait alors alternativement plusieurs lectures du manomètre et des deux baromètres pour en déduire la pression initiale. Cette détermination était suivie d'une mesure de la pression du gaz à 100°. On remplaçait alors la glace par un appareil à ébullition à double circulation. La détermination du coefficient de l'azote ainsi obtenu n'a d'ailleurs servi que de contrôle, le coefficient de l'azote ayant été déterminé par M. Chappuis et par d'autres physiciens avec une précision supérieure à celle que comportaient nos mesures.

La pression initiale étant bien déterminée, on disposait les trois couples thermoélectriques aux points qu'ils devaient occuper, soit au haut du réservoir, au milieu et à la base, et après avoir fermé hermétiquement le four, on en réglait le chauffage. Dans nos premières expériences, nous prenions la précaution de remplacer par de l'azote l'air qui remplissait la bombe avant chaque série d'observations. L'azote préparé par la méthode de Hutton et Petavel était conservé sous pression dans des cylindres reliés au four par des tuyaux métalliques munis de robinets. Nous avons reconnu dans la suite que l'on peut employer sans inconvénient pour charger la bombe, l'air atmosphérique bien séché. Un manomètre disposé sur la conduite permettait de lire à tout instant la pression régnant dans le four, et l'observateur avait sous la main les robinets de réglage nécessaires pour rendre cette pression égale à la pression du gaz dans le réservoir thermométrique. Ce réglage est facile à obtenir lorsque le four est bien étanche, car, par l'échauffement du four la pression augment

graduellement de quantités à peu près égales dans le four et dans le réservoir thermométrique.

Lorsque la température choisie pour l'observation était atteinte, on procédait au réglage des résistances des fils de chauffe, de manière à obtenir une uniformité suffisante. Cette opération exigeait environ trois quarts d'heure, ce qui réduisait à six ou sept le nombre des mesures de la journée. Pour couvrir chaque jour un intervalle considérable de température, nous espacions les observations de 50 en 50 degrés ou de 100 en 100 degrés, en choisissant les jours suivants des points intermédiaires, de manière à avoir une comparaison tous les 25 degrés environ. On commençait chaque journée par l'observation de la pression initiale, afin d'avoir un contrôle rigoureux de l'invariabilité du point de départ.

La température du four étant bien constante dans toute l'étendue du réservoir, un des observateurs se plaçait à la lunette du manomètre, l'autre au galvanomètre; ils procédaient simultanément à la lecture des couples thermoélectriques et de la pression du gaz. Chaque mesure du manomètre était précédée et suivie de lectures de la pression barométrique.

Les observations étaient disposées par groupes symétriques afin d'éliminer de la moyenne des résultats les effets des variations de température pendant le cours des mesures.

Capacité du réservoir de platine iridié. — On a déterminé la capacité du réservoir thermométrique et du tube capillaire en pesant le réservoir vide et plein d'eau avant et après les mesures.

Les capacités trouvées sont :

$$V_0 = 195,79 \text{ centimètres cubes en septembre 1905,}$$

et

$$V_0 = 195,66 \text{ centimètres cubes en février 1908.}$$

Coefficient de l'azote sous volume constant. — Les valeurs suivantes du coefficient de l'azote ont été obtenues sous différentes pressions initiales :

Pression initiale	Coefficient sous volume constant	Nombre des mesures
314 mm.	0,003665	4
550 —	0,003668	5
744 —	0,003670	6
985 —	0,003673	12

Ces valeurs sont en bonne concordance avec les coefficients déterminés par M. Chappuis :

528,8	0,00366811
534,3	0,00366846
793,5	0,00367180
995,9	0,00367466

Calcul des résultats. — Nous avons fait usage de la formule suivante pour le calcul des expériences.

$$\frac{pV}{1 + \alpha t} + \frac{pv_1}{1 + \alpha t_1} + \frac{pv_2}{1 + \alpha t_2} = p_0 V_0 + \frac{p_0 v_1}{1 + \alpha t'_1} + \frac{p_0 v_2}{1 + \alpha t'_2}$$

Dans cette expression on a

V_0 = volume du réservoir à $0^\circ = 195,547$;

V = volume du réservoir à t° ;

p_0 = pression initiale (pression à 0°)

p = pression à la température t° ;

v_1 = capacité de la partie du tube capillaire incluse dans le four la température de cette partie varie depuis t° à la température de la salle = 0,161 centimètres cubes ;

v_2 = capacité de la partie du tube capillaire située hors du four = $0^{\text{cc}},128$;

t = température moyenne de v_1 le réservoir étant à t° ;

t'_1 = température moyenne de v_1 le réservoir étant à 0° ;

t_2 = température de v_2 , le réservoir étant à t° ;

t'_2 = température de v_2 , le réservoir étant à 0° ;

α = coefficient de l'azote sous volume constant ;

β = coefficient de dilatation linéaire du platine iridié.

Posant pour simplifier :

$$A = \frac{v_1}{V_0} + \frac{v_2}{V_0}$$

et

$$B = \frac{v_1}{V_0} + \frac{v_2}{V_0}$$

on obtient l'expression d'un usage plus commode.

$$1 + \alpha t = \frac{p}{p_0} \frac{1 + 3\beta t}{1 + A - \frac{p}{p_0} B}$$

dans laquelle $3\beta t$ représente la correction pour la dilatation du réservoir et $A - \frac{p}{p_0} B$ la correction relative à l'espace nuisible. Les pressions p sont réduites à zéro et rapportées à l'intensité normale de la pesanteur (¹).

Résultats des mesures effectuées avec le thermomètre à réservoir de platine iridié. — Nous ne reproduirons pas les résultats des premières séries d'observation exécutées avec un four dont la disposition ne permettait pas d'atteindre une uniformité satisfaisante. Après avoir perfectionné notre four, nous fîmes, du 6 mars au 23 mai 1907, une série de 76 comparaisons des couples thermoélectriques avec le thermomètre à gaz à des températures comprises entre 400° et 1 080°. Les pressions initiales observées dans le cours de ces mesures ont donné les valeurs suivantes :

6 mars 1907.....	287,55	23 mars 1907.....	287,55
—	287,39	22 avril 1907.....	287,51
9 —	287,34	25 —	287,56
13 —	287,35	29 —	287,55
14 —	287,35	19 mai 1907.....	287,63
15 —	287,39		

Nous avons réuni dans le tableau suivant les résultats des 76 comparaisons en les rangeant par groupes dans l'ordre des températures croissantes et en indiquant dans la première colonne les numéros d'ordre des observations constituant un même groupe. Les observations des couples sont rapportées au couple normal w . La méthode des moindres carrés appliquée au calcul de la force électromotrice en fonction de la température a fourni l'expression :

$$e = - 305,5 + 8,1749t + 0,001654t^2,$$

au moyen de laquelle les valeurs « calculées » ont été obtenues.

¹ Les expressions de $10^6 \beta$, données p. 746 et 749, se rapportent aux coefficients moyens de la dilatation entre 0 et t du platine iridié et du platine rhodié.

TABLEAU I.

Numéros des observations	Température therm. à gaz degrés	F. E. M. observée couple W microvolts	F. E. M. calculés microvolts	0-C microvolts	0-C degrés
1, 2, 5, 6, 13, 14 } 26, 27, 50, 51 }	418,97	3 407,7	3 409,9	- 2,2	- 0,2
46, 47	450,88	3 717,0	3 716,6	+ 0,4	0,0
71, 72	468,75	3 892,8	3 889,9	+ 2,9	- 0,3
30, 31	489,84	4 096,0	4 095,7	+ 0,3	0,0
28, 29	519,89	4 390,5	4 391,6	- 1,1	- 0,1
36, 37	550,73	4 699,3	4 698,3	+ 1,0	+ 0,1
58, 59	571,43	4 906,5	4 905,9	+ 0,6	+ 0,1
32, 33	587,99	5 073,0	5 073,0	0,0	0,0
42, 43	644,31	5 647,0	5 648,2	- 1,2	- 0,1
54, 55	663,48	5 846,8	5 846,4	+ 0,4	0,0
34, 35	688,14	6 101,8	6 103,1	- 1,3	- 0,1
65, 66	710,49	6 339,5	6 337,5	+ 2,0	- 0,2
52, 53	751,44	6 770,5	6 771,3	- 0,8	- 0,1
38, 39	769,18	6 959,8	6 960,9	- 1,1	- 0,1
60, 61, 62	795,37	7 241,7	7 242,8	- 1,1	- 0,1
73, 74	839,71	7 727,5	7 725,1	+ 2,4	+ 0,2
40, 41	867,22	8 024,8	8 027,7	- 2,9	- 0,3
67, 68	889,23	8 274,5	8 271,6	+ 2,9	+ 0,3
75, 76	930,66	8 740,5	8 734,9	+ 5,6	+ 0,1
44, 45, 69, 70	956,68	9 032,2	9 028,9	+ 3,3	- 0,3
56, 57	978,46	9 277,5	9 276,6	+ 0,9	- 0,1
19, 20	1 012,80	9 667,5	9 670,4	- 2,9	- 0,1
24, 25	1 032,73	9 895,3	9 900,8	- 5,5	- 0,5
48, 49, 63, 64	1 056,87	10 185,9	10 181,5	+ 4,4	+ 0,4
17, 18, 21, 22, 23	1 078,31	10 430,0	10 432,5	- 2,5	- 0,2

Après l'exécution des observations ci-dessus, le réservoir fut évacué et rempli d'azote sous une pression initiale un peu plus forte que la précédente pour servir à une nouvelle série de mesures dont nous ne reproduirons pas les résultats.

Points fixes. — Dans le cours des comparaisons dont nous venons de donner quelques résultats, nous avons déterminé à plusieurs reprises les points de fusion du zinc, de l'argent et du cuivre à l'aide des couples thermoélectriques.

Les déterminations du point de l'or n'ont pu être renouvelées par suite d'une contamination accidentelle par le fer du seul échantillon d'or dont nous disposions alors.

Dans les mesures effectuées avec le réservoir de platine iridié, le réservoir thermométrique se trouvait placé dans un four électrique dont la température avait été rendue sensiblement uniforme dans toute son étendue; les différences maxima entre la température du centre et celles des bouts ne dépassaient guère 0,5 dans les mesures aux températures les plus élevées.

Nous avons déjà fait remarquer (p. 732) que dans un four tubulaire réalisant une uniformité parfaite de température, le réservoir thermométrique placé en son centre subit, par l'effet du rayonnement vers les deux extrémités du tube, des pertes de chaleur qui abaissent sensiblement sa température. Cette source d'erreur, dont nous n'avons reconnu l'importance qu'après la conclusion des mesures précédentes, affecte les comparaisons effectuées entre le thermomètre à gaz et les couples thermo-électriques. Il ne nous a pas été possible de déterminer la correction relative au rayonnement dans des conditions identiques à celles des mesures précédentes; mais dans les recherches faites ultérieurement avec le réservoir de platine rhodié, qui a sensiblement les mêmes dimensions et ne s'en distingue que par le tube rentrant, nous avons reproduit des conditions aussi rapprochées que possible des conditions antérieures. A la température de fusion du cuivre (1 082,6), ayant disposé à une petite distance du bout supérieur du réservoir un écran recouvert d'une feuille mince de platine destiné à réfléchir les radiations émanant du réservoir thermométrique, nous avons constaté que l'introduction de l'écran relevait de 0,9 la température du thermomètre à gaz.

L'expérience ne put être faite pour l'autre extrémité du réservoir, mais on peut admettre une perte de même ordre, de sorte que la perte totale par rayonnement des bouts peut être évaluée à 2° environ à la température de fusion du cuivre. Cette correction quelque peu incertaine a été ajoutée aux résultats obtenus à l'aide du thermomètre à réservoir de platine iridié pour le point de l'argent et du cuivre.

Ces premières séries de mesures ont donné les valeurs suivantes des points de fusion :

Zinc dans l'air libre.....	418°,5
Argent dans l'oxyde de carbone.....	960°
Cuivre —	1 083°

MESURES EFFECTUÉES AVEC LE THERMOMÈTRE A RÉSERVOIR DE PLA-

TINE RHODIÉ. — *Etudes sur la distribution de la température dans le four.* — Dans les comparaisons du thermomètre à gaz avec les couples thermo-électriques que nous avons poursuivies avec le réservoir de platine rhodié, nous nous sommes tout d'abord appliqués à réduire autant que possible les pertes par le rayonnement des extrémités. Notre premier soin fut de supprimer le tube de magnésie à parois épaisses qui servait de support au réservoir de platine iridié et qui refroidissait par conductibilité la partie inférieure du réservoir. Ce tube fut remplacé par un tube mince de porcelaine Marquard, sur lequel on avait disposé un creuset de même matière, échancre de manière à ne reposer que sur trois points. Le fond de ce creuset agissant comme écran réfléchissait les radiations émanant du réservoir. Les pertes par conductibilité étaient également fort réduites par suite de la faible épaisseur de paroi du tube. Dans la suite nous ajoutâmes un second écran, mais sans améliorer sensiblement la distribution de la température.

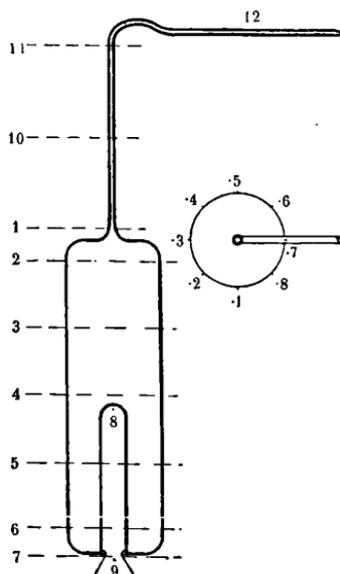


FIG. 8.

Aux trois couples thermoélectriques placés aux extrémités et au milieu du réservoir, nous en ajoutâmes un quatrième dont la soudure fut placée au fond du tube rentrant, dans la position 8 (*fig. 8*). Des

expériences faites dans des conditions variées nous permirent de constater que, lorsque la température du four était réglée de manière à égaliser les lectures des couples extérieurs, le couple intérieur indiquait une température de 2 ou 3 degrés plus élevée. Cette constatation nous engagea à entreprendre une étude approfondie de la distribution de la température à la surface du réservoir.

Comme le nombre des fils conducteurs pouvant être admis dans la bombe par des joints étanches est forcément limité, nous avons tiré parti du fait que le réservoir est constitué de platine rhodiée à 20 0 0 de rhodium. Des fils de platine pur furent mis en contact avec la surface du réservoir aux points dont on voulait déterminer la température. Chacun de ces fils, relié par son autre extrémité au fil de platine d'un couple normal, en contact avec un point de la région centrale du réservoir, constitue un couple différentiel qui donne directement la différence de température existant entre les points de contact choisis. En reliant successivement les fils de platine correspondant à différentes régions du réservoir, on obtenait la répartition de la température à sa surface. Les points de contact choisis sont indiqués sur le diagramme *fig. 8*, la section longitudinale du réservoir en donne la position en hauteur, la section transversale l'orientation.

La disposition adoptée nous a permis de constater qu'à 1 082°, le four étant réglé de telle manière que les couples 9, 4 et 1 indiquaient la même température, le point 6, à la base du réservoir, présentait un excès de 6 à 8 degrés, et le point 7 un excès de 4 degrés environ sur cette température.

Cet excès provient de ce que le couple 9, n'étant pas en contact avec le réservoir, perd par conduction et par rayonnement une quantité de chaleur assez grande pour maintenir sa température sensiblement au-dessous de celle des parois métalliques voisines. Le point 8, par contre, étant dans un espace à peu près fermé, indique une température sensiblement supérieure à celle du couple 4 situé extérieurement au même niveau.

Instruits par ces expériences, nous excluâmes les observations du couple 9 et nous procédâmes au réglage de la température par l'observation des couples aux points 1, 4 et 7 ou 2, 4 et 6.

Nous constatâmes également des différences de température entre le milieu et le point 2 situé au haut du réservoir, enfin des expériences particulières nous firent reconnaître qu'à ces variations

à différents niveaux s'ajoutaient aussi des variations azimutales qui s'élevaient, au maximum à 1,3 degré par rapport à la moyenne, à la température de 1 450° et qui ont évidemment pour cause des irrégularités locales du revêtement du fil de chauffe.

Pour éliminer l'effet de ces variations locales, nous adoptâmes pour la température du milieu du réservoir la moyenne des lectures faites aux quatre points 4.1, 4.3, 4.5 et 4.7, situés en des azimuts différents du réservoir. Pour nous assurer en outre qu'aucune erreur

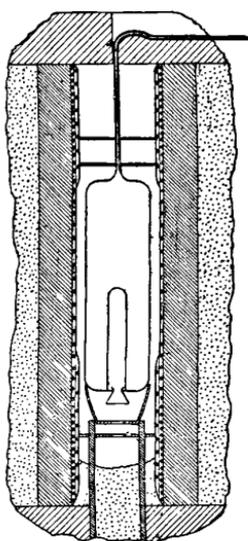


FIG. 9.

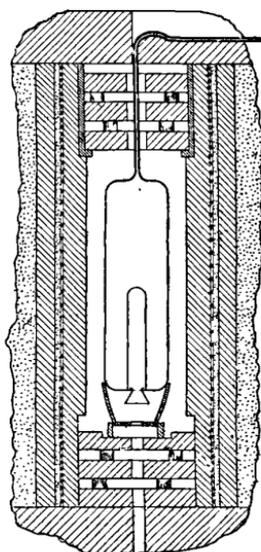


FIG. 10.

FIG. 9. — Section d'un four électrique avec ses 3 fils de chauffe indépendants donnant la distribution la plus uniforme de la température dans tout l'intervalle des mesures. Le réservoir thermométrique est muni de ses écrans.

FIG. 10. — Disposition spéciale du fil de chauffe en vue d'une bonne distribution de la température. A l'intérieur du fil divisé en trois sections indépendantes on a placé un bon conducteur, tandis que l'enveloppe extérieure est isolante. Ce four a servi seulement à la détermination du point du cuivre.

systematique n'était introduite par l'emploi du four à fil de chauffe placé intérieurement (fig. 9), nous fîmes un certain nombre de mesures avec un four dont le fil de chauffe en platine était enroulé extérieurement sur un tube de porcelaine. Dans ce four (fig. 10), une grande masse se trouvant placée entre le fil de chauffe et le réservoir, on peut obtenir une distribution plus uniforme de la température (fig. 9 et 10).

Une mesure du point du cuivre effectuée dans ces conditions donna la température $1\ 082^{\circ},6$, valeur identique à la moyenne des résultats obtenus avec l'autre disposition du four électrique. Ce résultat prouve que les mesures effectuées avec l'enroulement intérieur du fil de chauffe ne sont pas affectées d'erreurs systématiques. Le four à enroulement extérieur donne évidemment une uniformité de température plus parfaite, mais il n'est pas applicable à un intervalle de température aussi étendu, et son réglage présente de plus grandes difficultés.

Réglage du four. — Pour obtenir une température bien uniforme, il est nécessaire de surveiller continuellement le courant des trois fils de chauffe, à cause des changements de régime qui résultent de l'élévation de la température des parties extérieures. Il faut environ une demi-heure pour obtenir l'équilibre à une température donnée. On ne commençait les observations que quinze à trente minutes après avoir obtenu cet équilibre. Dans ces conditions, les variations de température du four pendant les lectures ne dépassaient pas $0^{\circ},1$ à $0,3$.

Au-dessus de $1\ 100^{\circ}$, nous constatâmes fréquemment des pertes de courant provenant de défauts d'isolation des fils de chauffe et des couples. Pour éviter les perturbations causées par ces pertes, nous avons été obligés de chauffer le four au delà de $1\ 100^{\circ}$ à l'aide de courants alternatifs.

La marche suivie dans les observations a été décrite à propos des expériences de la première série. Dans les nouvelles séries, nous avons donné un soin particulier aux mesures thermoélectriques.

Les forces électromotrices des couples, mesurées à l'aide d'un potentiomètre de Wolff, ont été, toutes corrections faites, réduites en unités normales par comparaison avec un élément de Clark, dont la valeur était $1,4328$ volt à 15° et avec un élément saturé au cadmium donnant $1,01835$ volt à 25° . La constance de ces éléments était vérifiée chaque jour par comparaison avec un élément normal Weston du Bureau of Standards. Les petites corrections que comportaient les lectures sont de peu d'importance auprès des variations provenant de l'altération des fils par les vapeurs métalliques développées dans le four aux températures élevées. Des traces d'iridium se rencontrent toujours dans le platine, même lorsqu'il a été purifié avec soin en vue de son emploi comme fil de chauffe.

C'est pourquoi nous avons jugé indispensable de sortir tous les

couples pour les soumettre à un contrôle après chaque exposition assez prolongée pour en compromettre l'homogénéité. Les parties contaminées étaient supprimées. On évitait ainsi toute erreur qui eût influencé soit les comparaisons avec le thermomètre à gaz, soit les mesures des points de fusion.

Essai des fils des couples. — Le contrôle de l'altération des fils peut être fait très simplement en reliant à la fois au potentiomètre l'extrémité du fil que l'on veut examiner et un fil de platine pur. Promenant l'extrémité libre du fil de platine pur le long du fil à examiner, on chauffe le point de contact au chalumeau. La variation de la f. é. m. qui se produit à ce contact donne une mesure de l'altération du fil. Dans les régions homogènes, les variations observées ne dépassent pas 3 microvolts. La température de la flamme du chalumeau, comprise entre 1460 et 1500°, est suffisamment constante pour cet essai. Il suffit de quelques minutes pour examiner 30 centimètres de fil.

Evaluation de la température moyenne du réservoir thermométrique. — Le couple thermoélectrique situé dans le tube rentrant du réservoir étant moins influencé que les autres par le rayonnement et par les causes d'altération des couples extérieurs, il convient d'attribuer un plus grand poids aux observations faites sur ce couple. Quant aux couples extérieurs, des considérations appuyées de divers essais nous ont fait adopter les poids suivants pour les observations des couples situés dans les différentes sections :

Sommet du réservoir (pos 1	3
Haut du réservoir (pos 2).....	20
Milieu 4 couples (pos 4	55
Bas (pos 6).....	15
Bas, dans l'axe (pos 7	3

Les couples situés dans l'axe, au sommet et à la base du réservoir, ont un poids faible, parce qu'ils ne concernent qu'une faible portion du réservoir thermométrique. On a attribué au couple placé au bas du réservoir (pos 6) un poids un peu moindre qu'à celui du haut (pos 2), parce que la capacité de la partie inférieure du réservoir est diminuée par le tube rentrant.

Nous avons résumé dans le tableau suivant l'effet sur la mesure des températures des différentes erreurs et corrections qui affectent nos observations.

TABLEAU IV. — ÉVALUATION DES ERREURS ET DE LEUR INFLUENCE SUR LA DÉTERMINATION DE LA TEMPÉRATURE.

Observation erronée	Source d'erreur	Grandeur de l'erreur		Effet du t	
		à 400°	à 1500°	à 400°	à 1500°
A tempé- rature du gaz.	Différences de tem- pérature à la sur- face du réservoir.	2 mv	5 mv.	$\pm 0,2$	$\pm 0,4$
	Défaut de cons- tance.....	0	1 mv.	0	$\pm 0,4$
B ₁ Pression					
p_0	Pointe fixe.....	0 ^{mm} ,02	0 ^{mm} ,02	$\pm 0,04$	$\pm 0,15$
p_0	Lecture du mano- mètre.....	0 ,02	0 ,02	$\pm 0,04$	$\pm 0,15$
p_0	Corrections de l'é- chelle.....	0 ,01	0 ,01	$\pm 0,02$	$\pm 0,07$
p_0	Temp. du mercure.	0 ,03	0 ,03	$\pm 0,06$	$\pm 0,23$
p_0	Lecture du baro- mètre.....	0 ,03	0 ,03	$\pm 0,06$	$\pm 0,23$
p_0	Temp. du baro- mètre.....	0 ,03	0 ,03	$\pm 0,06$	$\pm 0,23$
p_0	Variation de p_0	0	0 ,05	0	0 à $\pm 0,3$
p	Pointe fixe.....	0 ,02	0 ,02	$\pm 0,02$	0
p	Lecture du mano- mètre.....	0 ,02	0 ,02	$\pm 0,02$	0
p	Corrections de l'é- chelle.....	0 ,02	0 ,02	$\pm 0,02$	0
p	Temp. du mercure.	0 ,07	0 ,20	$\pm 0,07$	$\pm 0,05$
p	Lecture du baro- mètre.....	0 ,03	0 ,03	$\pm 0,03$	$\pm 0,01$
p	Température du baromètre.....	0 ,03	0 ,03	$\pm 0,03$	$\pm 0,01$
p	Espace nuisible { v_1 { t_1	0 ^{cm} 3,020 0,5-50°	0 ^{cm} 3,020 0,5-100°	$\pm 0,07$ $\pm 0,01$	$\pm 0,05$ $\pm 0,1$
β	Température.....	1,0	2,0	$\pm 0,02$	$\pm 0,11$
ξ	Dilatation.....	0 ^{mm} ,005	0 ^{mm} ,008	$\pm 0,02$	$\pm 0,09$
β	Hystérèse de dilata- tion.....	0 ,01	0 ,01	$\pm 0,04$	$\pm 0,10$
C FEM	Correction des ins- truments de me- sure.....	1 mv.	2 mv.	$\pm 0,1$	$\pm 0,2$
FEM	Altération des fils..	0	0-12 mv.	0	0 à 1,0
FEM	Intégration sur la surface du réser- voir.....	3 mv.	12 mv.	$\pm 0,3$	$\pm 1,0$
D Points fixes.	Corrections des ins- truments de me- sure.....	1 mv.	2 mv.	$\pm 0,1$	+ 0,2
Points fixes.	Altération des fils.	0	0-10 mv	0	0 à 1,0
—	Variations d'un même échantil- lon.....		1-10 mv		0,1 à 1,0
—	Variations d'un échantillon à l'autre.....		1-20 mv.		0,1 à 2,0

Il ressort de l'examen de ce tableau que la source d'erreur la plus importante des mesures aux hautes températures réside dans le défaut d'uniformité du bain d'air. L'incertitude qui en résulte affecte sensiblement la détermination des points fixes. L'erreur la plus considérable après celle-ci provient de l'état de pureté des métaux et des conditions d'observation des points de fusion et ne concerne pas le thermomètre à gaz.

Les 135 comparaisons effectuées avec le nouveau réservoir thermométrique ayant été publiées *in extenso* ¹⁾, nous nous bornerons à reproduire ici comme exemple la série du 4 juin 1909, exécutée après le troisième remplissage d'azote. La situation des couples thermoélectriques autour du réservoir est indiquée par deux chiffres dont le premier marque le niveau et le second l'azimuth *fig.* 8 :

Dates	N° de l'obs	Pression obs. réduite à 0°	Pression comp. pour l'espace nuisible	Température	Couples thermo-électriques	Position	Autres couples et position
4 juin	72	345 ^{mm} ,31	343 ^{mm} ,27	0			
4 juin	73	861 ,67	862 ,94	417,07	A 3 403	4,1	Y ¹ a 2,4
					E 3 419	4,3	b 6,4
					F 3 414	4,5	
					G 3 416	4,7	
					Z 3 370	8	
4 juin	74	1 118 ,50	1 120 ,83	629,11	A 5 516	4,1	id.
					E 5 535	4,3	
					F 5 528	4,5	
					G 5 529	4,7	
					Z 5 461	8	

Les couples désignés par *a* (2,4 et *b* (6,4) sont les fils de platine pur en contact avec la paroi du réservoir de platine rhodié aux points correspondant à la position indiquée.

(A suivre.

¹⁾ *High temperature gas thermometry*, by ARTHUR L. DAY and ROB. B. SOSMAN with an investigation of the metals by E. T. ALLEN, Washington, D. C. Carnegie Institution of Washington.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. 155, n^{os} 9, 10, 11, 12; août-septembre 1912.

B. BIANU et L. WERTENSTEIN. — Sur un rayonnement ionisant, attribuable au recul radioactif, émis par le polonium. — P. 475.

Il est naturel d'admettre pour le polonium un recul radioactif ; aussi ce corps détermine-t-il un rayonnement ionisant extrêmement absorbable, peu déviable par le champ magnétique, analogue à celui déterminé par la projection radioactive du radium D par le radium C ¹). Le pouvoir pénétrant de la projection est voisin de celui prévu théoriquement, en admettant pour les atomes projetés par le polonium et ceux du radium D la même masse. Sous une pression de 2 millimètres et au dessous, il existe un rayonnement absorbable de deuxième espèce, présentant les caractères d'un rayonnement secondaire excité par les rayons α . Enfin, au-dessous de 1 millimètre, on observe l'arrivée des rayons secondaires négatifs qui tendent à prédominer sur les phénomènes d'ionisation.

A. RICCO. — Filaments, alignements et protubérances solaires. — P. 496.

L'étude des tables de la Società degli Spettroscopisti italiani, des cartes héliographiques de Wolfer (Zurich), des planches remarquables du tome IV des *Annales de l'Observatoire de Meudon*, montre qu'il y a une relation entre les protubérances et les filaments et alignements. Mais ces filaments et alignements, qui sont l'indice de la présence des protubérances (observables seulement sur les bords) sur le disque même ne sont pas exactement les projections de celles-ci, parce que les premières sont des images d'absorption, tandis que les secondes sont des images d'émission, et les parties des protubérances douées d'une plus grande absorption ne sont pas les mêmes que celles qui sont douées d'une émission plus forte.

JEAN DANYSZ et WILLIAM DUANE. — Sur les charges électriques transportées par les rayons α et β .

La charge électrique emportée par les rayons α de 1 curie

Radium, janvier 1912.

d'émanation en équilibre avec les radiums A, B, C est 90,8 unités électrostatiques par seconde; par suite le volume de 1 curie d'émanation est de $0^{\text{mm}^3},595$ à 15° , et le volume d'hélium dégagé par an par 1 gramme de radium en équilibre avec son émanation et les radiums A, B, C est 157 millimètres cubes.

Le nombre des particules β émises est de 3 à 4 pour 3 particules α ; ces rayons β ne produisent pas en quantité notable de rayons secondaires de nature γ .

VICTOR HENRI et RENÉ WURMSER. — Etude de la loi d'absorption photochimique pour les réactions produites par les rayons ultra-violet. — P. 503.

Ce sont les rayons de couleur complémentaire à la couleur d'un corps qui provoquent des actions chimiques dans ce corps (Grotthus 1818, et il y a proportionnalité, indépendante de la longueur d'onde, entre la quantité d'énergie de rayonnement visible absorbée par un corps et la vitesse de l'action chimique produite (Lasareff, 1906). Cette loi d'absorption s'applique aussi à l'action des rayons ultra-violet sur l'acétone dissous dans l'eau.

C. MALTEZOS. — Contribution aux phénomènes de la foudre. — P. 519.

Les phénomènes observés pendant l'orage du 3 mai aux écoles militaires des Evelpides et des sous-officiers à Athènes (étincelles, fils lumineux, flammes, bruissements, secousses, etc.) portent à croire que, durant les forts orages, il est lancé, suivant une direction propre, une espèce de vent électrique ou de courant d'air fortement ionisé (comparable au vent électrique des machines statiques).

DANIEL BERTHELOT et HENRY GAUDECHON. — Action des rayons ultra-violet sur les carbures d'hydrogène gazeux. — P. 521.

En réponse à la note de M. Marc Landeau ⁽¹⁾, les auteurs rappellent qu'ils ont signalé déjà ⁽²⁾ le grand pouvoir de polymérisation des rayons ultra-violet sur les carbures non saturés. Le méthane n'est pas polymérisé; mais, en présence d'oxygène, il se

¹⁾ C. R., t. LCV, p. 403.

²⁾ *Revue générale des Sciences*, 30 avril 1911.

forme H^2O , un peu de CO^2 et des homologues très condensés du groupe des paraffines.

II. DESLANDRES. — Relations des protubérances avec les filaments et alignements des couches supérieures de l'atmosphère solaire. — P. 531.

Historique. — En général, au point du bord solaire où est une protubérance, aboutit un filament ou un alignement, la protubérance étant le plus souvent un peu sur le côté. Le filament qui est bien noir et bien net est un cas particulier de l'alignement moins noir et moins visible ; il est en général prolongé jusqu'au bord par un alignement ; les alignements sans filament sont plus nombreux et plus longs.

Le filament est visible sur les épreuves du Ca et de l'H ; les alignements ne sont en général discernables que sur l'image du Ca.

Les protubérances les plus brillantes, sauf les éruptives, ne sont pas liées nécessairement aux filaments ; au contraire, dans le voisinage, un alignement à peine visible aura une protubérance notable.

Les facules et taches présentent des variations parallèles à celles des alignements, non des filaments.

Le gaz du filament a constamment un mouvement ascensionnel ; l'alignement est un courant de circulation de la couche supérieure ; le gaz s'y meut le long de l'alignement, et lorsqu'il est en même temps soulevé par une force verticale, il donne naissance à une protubérance, qui conserve à peu près la direction de l'alignement.

FRED VLÈS. — Remarques sur la forme de la Lune et du Soleil. — P. 545.

L'étude cinématographique de la dernière éclipse solaire conduit l'auteur à admettre que l'un au moins des deux astres n'a pas la forme circulaire. Une pareille étude avait fait conclure à M. Costa-Lobo (1) à un faible aplatissement de la Lune dans le sens perpendiculaire à sa trajectoire.

Paul LACROIX. — De l'influence de la vitesse d'attaque de la calcite par les acides sur la forme des figures de corrosion de ce minéral. — P. 547.

La vitesse d'attaque de la calcite (poids dissous par seconde) dépend de la nature de l'acide, de sa concentration et de la température.

Les figures de corrosion peuvent être limitées par un rhomboèdre direct α^x ou e^x ou par un ou deux scalénoèdres.

ALPHONSE BERGET. — Sur un dispositif d'appareils destiné à la mesure relative de la gravité. — P. 557.

Le pendule, dont la tige est en invar, est entretenu électriquement et, à l'aide d'un relais, actionne la minuterie d'un cadran compteur et le style d'un chronographe. Sur le cylindre enregistreur, s'inscriront : 1° les périodes du pendule ; 2° les instants où les aiguilles de la minuterie seront ensemble au zéro ; 3° les passages consécutifs d'une même étoile au méridien (l'oculaire de la lunette est à 7 fils et on note le passage devant chaque fil). Le jour sidéral sera ainsi connu en périodes du pendule ; par suite T , d'où g .

DE MONTESSUS DE BALLORE. — Tremblement de terre et taches solaires. — P. 560

Toute relation entre les tremblements et les taches paraît hautement improbable.

G. BOIZARD.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXIV; juillet et août 1912.

H. WILSON. — Note sur l'application de la thermodynamique à l'émission d'électricité par les corps chauds. — P. 196-197.

L'auteur montre que l'expression qu'il a obtenue en partant de la thermodynamique pour l'expression de la pression d'équilibre p due aux ions émis par le corps à la température absolue θ en fonction de cette température, s'accorde avec celle qu'a obtenue Richardson, si on ne néglige dans le calcul aucun terme essentiel.

R.-D. KLEEMANN. — Sur les rayons δ . — P. 198-201.

L'auteur revient sur les expériences desquelles il avait déduit qu'un électron dérivé sous l'action d'une particule α avait une composante de son mouvement parallèle à la direction du mouvement de la particule α . Ces expériences, bien qu'elles donnent un résultat contradictoire avec celui de N. Campbell, ne peuvent subir d'autre interprétation que celle déjà donnée.

JAMES-G. GRAY. — Sur les propriétés magnétiques d'une série graduelle d'alliages nickel-manganèse. — P. 1-14.

L'auteur a étudié les propriétés magnétiques d'une série d'alliages nickel-manganèse contenant respectivement 5, 10, ... 30 0/0 de manganèse et du nickel pur; le métal ou l'alliage étudié avait été soit fondu, soit recuit à 900°, soit refroidi brusquement à partir de 900°. Les mesures ont été faites à la température ordinaire et à -190° C.

Pour le nickel pur, si on le refroidit à -190° C., on diminue sa susceptibilité pour les champs faibles et on l'accroît pour les champs intenses. Les courbes d'aimantation correspondant respectivement à 15° et à -190° se rencontrent quand la valeur du champ dépasse 200 unités C. G. S.

L'adjonction du manganèse au nickel a pour effet de diminuer la susceptibilité du nickel. L'effet du refroidissement à -190° est le même que dans le cas du nickel pur. Le refroidissement brusque à partir de 900°, a pour effet, en général, d'augmenter la susceptibilité pour les champs faibles.

H.-A. WILSON. — La diffusion des vapeurs des sels alcalins dans les flammes. — P. 118-125.

En comparant les résultats des calculs et des mesures relatives à la diffusion des vapeurs des sels alcalins dans la flamme du Bunsen, l'auteur arrive à la conclusion suivante, appuyée sur la considération des vitesses des ions, des coefficients de diffusion et des conductibilités des vapeurs salines : les ions positifs qui entrent ici en

jeu sont constitués par des atomes métalliques ayant une charge à peu près trois fois plus grande que celle de l'ion hydrogène dans les solutions.

HANS SCHRADER. — Sur l'existence de combinaisons chimiques des éléments radioactifs de courte durée. — P. 123-134.

L'auteur montre que : 1° la volatilisation de l'actinium B déposé sur du platine, mesurée dans un vide très poussé, se produit entre 600 et 900° C., et qu'elle est facilitée si l'on fait agir sur la matière active du chlore, du brome, de l'acide bromhydrique ou de l'acide iodhydrique; 2° les produits B et C des dépôts actifs de radium, d'actinium et de thorium se condensent dans une atmosphère d'hydrogène à une température inférieure de plusieurs centaines de degrés à celle où se produit la condensation dans l'air.

L'auteur explique ce fait par la formation de composés chimiques.

G.-H. LIVENS. — L'influence de la densité sur la position des raies d'émission et d'absorption dans le spectre d'un gaz. — P. 268-293.

L'auteur explique le phénomène de Humphreys, à partir de la théorie de Lorentz, par un accroissement de densité de la vapeur incandescente.

E.-W.-B. GILL. — Note sur le pouvoir d'ionisation par chocs des ions négatifs sous une haute pression. — P. 293-296.

L'auteur compare les résultats obtenus récemment par Bishop à ceux de Townsend. Les pressions indiquées par Bishop sont trop faibles, et cela vient de ce que, dans des courbes, il est difficile de déterminer où finit la courbe de saturation et où commence la courbe d'ionisation, la courbe de saturation n'étant parallèle en aucun de ses points à l'axe du champ électrique.

T.-S. TAYLOR. — Détermination de la courbe d'ionisation pour les rayons α du polonium dans la vapeur de mercure. — P. 296-301.

La courbe est du type général que l'on rencontre dans les gaz et les

vapeurs. Dans la vapeur de mercure, la perte d'énergie subie par une particule α pour produire un ion est les $\frac{72}{100}$ de ce qu'elle serait dans l'air.

F. CROZE.

LORD RAYLEIGH. — Photométrie de la lumière colorée. — P. 301.

M. Ives a été amené à distinguer, à propos du photomètre à scintillations, le sens de la luminosité du sens de la couleur⁽¹⁾. On pourrait trouver une commune mesure photométrique dans une réaction physiologique provoquée par la lumière blanche comme par la lumière colorée. D'après lord Rayleigh, la contraction de l'iris réalise cette condition. Le réglage des scintillations serait parfait quand l'iris n'aurait plus de tendance à la contraction; il serait intéressant d'observer l'iris directement au cours d'une expérience de ce genre.

A. ANDERSON et H.-N. MORRISON. — Sur les différences de potentiel de contact et sur l'action de la lumière ultra-violette. — P. 302.

Les auteurs ont d'abord constaté l'influence du nettoyage sur la différence de potentiel zinc-cuivre. En second lieu, ils mesurent la même quantité en employant un disque de zinc isolé placé dans un cylindre de cuivre, l'air étant ionisé par de l'oxyde d'uranium. On expose d'abord la plaque de zinc au rayonnement d'un arc à mercure en quartz, et on mesure ensuite la différence de potentiel de contact. Par exemple, avant l'exposition aux rayons ultra-violets, celle-ci est de 0,45 volt; après trente minutes d'exposition, elle n'est plus que de 0,27 volt. Elle croît et atteint un maximum au bout de neuf jours et diminue ensuite très lentement.

Discussion théorique.

L.-T. MORE et E.-G. RIEMAN. — Sur les rayons magnétiques. — P. 307.

Les auteurs rappellent d'abord les expériences fondamentales de M. Righi et la théorie qu'il a proposée. En second lieu ils exposent

Phil. Mag., XXIV, p. 478; ce vol. p. 776.

les recherches où ils ont étudié les rayons magnétiques non seulement dans l'air sec, mais aussi dans le gaz d'éclairage naturel de Cincinnati, dans l'hydrogène, l'oxygène, l'azote, le gaz carbonique purs et dans les mélanges de ces gaz. Ce n'est que dans l'air qu'on trouve l'aspect décrit par Righi, en particulier, la « colonne induite » n'existe pas dans les gaz purs et il n'y a pas d'anode virtuelle. Il suffit d'introduire un peu d'air dans le tube pour retrouver la double colonne magnétique à changement de signe.

Il y a donc lieu de se demander pourquoi les doublets composés d'un centre ion gazeux ou ion métallique et d'un électron satellite, se forment plus facilement dans certains mélanges de gaz. La disparition complète de la cathode virtuelle est une autre difficulté de la théorie. En général l'effet d'un champ magnétique auxiliaire est de concentrer la lueur dans le tube.

R.-W. WOOD. — Note préliminaire sur l'atmosphère électronique des métaux.
P. 316.

Au cours de recherches sur les grandes longueurs d'onde calorifiques (ordre de 112μ), M. Wood a trouvé que les plaques de quartz couvertes de poudre de cuivre fine ou de gouttelettes de mercure sont parfaitement transparentes à celles-ci; il répéta ces expériences avec des pellicules d'argent déposées sur du quartz et découpées en échiquier. Les espaces vides, obtenus par le Dr Anderson, sont de l'ordre des longueurs d'onde de l'ultra-violet. Ces plaques sont opaques aux ondes calorifiques et la résistance des pellicules reste la même après le découpage; résultat étonnant, car les coupures paraissent absolument nettes, quand on les observe au moyen d'un microscope à objectif à immersion dans l'huile.

Des expériences faites avec des miroirs métalliques au voisinage du contact, avec des lames semi-argentées de Pérot et Fabry et avec les mêmes lames dorées par dépôt cathodique indiquent que le courant électrique sous faible voltage peut passer quand la distance entre les deux conducteurs est de 28 longueurs d'onde de la raie D. L'expérience réussit encore (point important à cause des objections basées sur la présence d'humidité) avec des plaques métalliques séparées par une lame mince de mica; la distance peut même être dans ce cas plus grande que dans les dispositifs précédents.

M. Wood incline à attribuer la cause de ce phénomène à une atmosphère d'électrons voisine des surfaces métalliques.

A. GRUMBACH.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXVIII, n° 10, et XXXIX, n°s 11 et 12; 1912.

M. ROHN. — Dispersion anormale de quelques substances organiques. —
P. 987-1013.

L'indice de réfraction et le pouvoir absorbant sont obtenus par la détermination de la polarisation elliptique de la lumière réfléchie, pour les longueurs d'onde fortement absorbées. L'auteur décrit la méthode et les appareils employés. Des courbes donnent les résultats de ses mesures pour les quatre substances solides étudiées (parafuchsine, vert brillant, éther éthylique de la diéthylrhodamine, fluorescéine sodée). Ces courbes sont assez compliquées.

M. ROHN. — Propriétés de la fluorescence de la fluorescéine sodée en solution. —
P. 1094-1017.

L'auteur a étudié la fluorescence de corps en solution aqueuse et en solution alcoolique. Il est très important que la lumière incidente aussi bien que la lumière diffusée parcourent un très court chemin dans la solution; si non l'absorption joue un rôle important (ainsi le spectre de fluorescence peut présenter deux bandes au lieu d'une).

La loi de Stokes ne s'applique pas. C'est ainsi que la longueur d'onde de la lumière incidente étant $530\mu\mu$, le spectre de fluorescence de la solution aqueuse s'étend jusqu'à $516\mu\mu$, de la solution alcoolique jusqu'à $519\mu\mu$.

La règle de Kundt est vérifiée.

L'intensité de la fluorescence est beaucoup plus grande pour les solutions alcooliques, tandis que l'intensité totale absorbée (et par conséquent la couleur propre) est bien plus forte pour les solutions alcooliques.

MAX ROBITZSCH. — Détermination expérimentale du rapport des chaleurs spécifiques $\frac{C_v}{C_p}$ des vapeurs de potassium et de sodium. — P. 1027-1032.

Le rapport des chaleurs spécifiques est mesuré par la méthode de la vitesse du son dans la vapeur du métal. (Méthode de résonance de Quincke, modifiée par Wenz (*Ann. d. Phys.*, t. XXXIII p. 951 ; 1910). Robitzsch a apporté un léger perfectionnement au dispositif de Wenz. Le rapport des chaleurs spécifiques paraît tout à fait indépendant de la température, et sa valeur montre que la vapeur de sodium et celle de potassium sont monoatomiques dès la température d'ébullition.

Des expériences de M. Perron, récemment terminées, donnent le même résultat pour les vapeurs de cadmium.

P. JOB.

STANISLAS LORIA. — Sur le phénomène magnéto-optique de Kerr dans le cas de substances et d'alliages magnétiques. — P. 889-921.

L'étude porte sur divers corps magnétiques : oxydes magnétiques, ferro-nickels et alliage de Heusler (Cu 61, Mn 26, Al 13).

Parmi les premiers, l'oxyde CuO, Fe²O³ présente la particularité d'offrir une inversion dans le sens de la rotation, ainsi qu'un maximum et un minimum, lorsqu'on étudie le phénomène en fonction de la longueur d'onde. Dans la région violette du spectre, la rotation est d'abord positive (de même sens que le courant magnétisant); elle passe par un maximum, lorsqu'on augmente la longueur d'onde, puis décroît, atteint la valeur zéro pour $\lambda = 587\mu\mu$, devient ensuite négative, présente un minimum et augmente de nouveau.

La magnétite naturelle ou artificielle offre également le phénomène de l'inversion.

Ce phénomène n'a pas encore reçu d'explication théorique, car les courbes de variation de l'indice de réfraction ou de l'indice d'extinction en fonction de la longueur d'onde, pour ces substances, ne possèdent aucune des particularités relevées dans les courbes de rotation correspondantes.

Les ferro-nickels, et spécialement l'invar, ne présentent qu'une faible dispersion de la rotation, qui reste constamment négative.

L'alliage de Heusler ne donnerait lieu à aucune rotation appréciable.

La seconde partie du mémoire est consacrée à l'étude des courbes de saturation du phénomène, quand on fait croître le champ magnétique.

A.-C. VAN RIJN VAN ALKEMADE. — Sur les équations de transformation de la théorie de la relativité. — P. 1033-1040.

Il s'agit de la transformation des coordonnées et du temps. La méthode suivie se rattache à celle de Ph. Frank et H. Rothe (1). On prend pour points de départ certaines conséquences du principe de relativité et l'existence de la contraction longitudinale. L'auteur montre que les coefficients des équations de transformation dépendent d'une fonction $f(v)$ de la vitesse et que, si l'on s'impose la condition,

$$1) \quad f(v) = f(-v)$$

on a :

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{1 + pv^2}},$$

où p est une constante universelle. Si p était nul, il n'y aurait pas contraction ; la transformation serait celle de Galilée. Si p n'est pas nul, on a : $p = -\frac{1}{C^2}$, où C est une constante universelle. C'est ainsi que s'introduit la vitesse de la lumière.

Dans une variante de cette méthode, l'auteur, laissant d'abord de côté la condition 1), montre que $f(v)$ doit satisfaire à l'équation :

$$f'(v) = \frac{f'(v)}{f(v)} (1 + pv^2) + pv.$$

Posant $f'(v) = q$, $p = -\frac{1}{C^2}$, $v = \beta c$ et intégrant, l'auteur trouve

$$f(v) = \frac{(1 - \beta)^{\frac{cq-1}{2}}}{(1 - \beta)^{\frac{cq+1}{2}}}.$$

Si l'on veut satisfaire maintenant à la condition 1), on est conduit à faire $q = 0$, et l'on retrouve le facteur de H.-A. Lorentz.

1) *Ann. de Phys.*, XXXIV, p. 825; 1911; — *J. de Phys.*, 5^e serie, t. I, 502, 1911.

L. GRUNMACH. — Mesure de la tension superficielle de mélanges d'eau et d'alcool au moyen de la méthode des rides. — P. 1018-1027.

L'auteur mesure la tension superficielle de mélanges d'eau et d'alcool par la méthode des rides (mesure de la longueur d'onde de rides périodiques formées à la surface d'un liquide, en prenant soin de *renouveler* constamment la surface. Il compare les résultats à ceux que fournit la méthode statique d'ascension dans les tubes étroits; il trouve que, pour l'eau pure, la méthode des rides donne une valeur plus grande de la tension superficielle que la méthode d'ascension dans les tubes, tandis que, pour l'alcool absolu et les solutions alcooliques, on observe un résultat inverse. L'auteur en donne l'explication suivante : pour les liquides purs de grande tension superficielle (mercure, eau), les plus faibles traces d'impuretés (graisse, absorption d'air, adsorption de vapeur d'eau) abaissent notablement la tension superficielle, lorsque la surface ne se renouvelle pas, tandis que, pour les liquides à faible tension superficielle, (alcool absolu, acide acétique), l'absorption de l'air, l'adsorption de vapeur d'eau, élèvent la tension superficielle. La méthode des rides, en permettant l'écoulement continu de la surface, fournirait donc une meilleure valeur de la tension superficielle que les méthodes statiques.

H. LABROUSTE.

GEBHARD WIEDMANN. — Le spectre d'arc du mercure dans la partie visible et particulièrement dans le rouge extrême. — P. 1014-1033.

L'auteur a photographié le spectre du mercure dans la partie visible et dans l'extrême-rouge, à l'aide d'un réseau de $6^m,5$ de rayon pour les raies d'intensité suffisante ou d'un spectrographe à garniture de quartz de Hilger pour les raies les plus faibles, en employant des plaques panchromatiques Wratten ou des plaques photographiques sensibilisées suivant la formule de Lehmann.

Il est arrivé ainsi à ranger suivant des séries du type ordinaire ou des séries obtenues d'après le principe de combinaison de Ritz toutes les raies du mercure comprises entre λ 8198 et λ 3447 A. U., sauf un très petit nombre de raies diffuses.

Le spectre du mercure comprend ainsi, outre les quelques raies non classées :

1° Deux séries principales parallèles de raies simples et une série principale de triplets ;

2° Une deuxième série secondaire de triplets et une autre de raies simples. De chacune de ces séries on en déduit une autre d'après le principe de combinaison ;

3° Une première série secondaire de triplets et une autre de raies simples. De chacune de ces séries on en déduit deux autres par voie de combinaison.

T. XXXIV.

H. LEHMANN. — Spectres d'émission infra-rouges. — P. 53-79.

1. L'auteur indique d'abord d'où viennent les erreurs qui ont été signalées dans ses mesures sur les spectres infra-rouges des métaux alcalins et alcalino-terreux et du fer publiées par lui en 1901 et 1902 ¹⁾ et effectuées par la méthode des coïncidences.

Elles ne proviennent ni du grossissement chromatique de l'objectif employé, qui était négligeable, ni proprement de l'aberration chromatique, mais du fait qu'avec le dispositif employé le faisceau de lumière violette qui donnait les raies étalons ne couvrait qu'une partie excentrée de l'objectif non achromatique employé, tandis que le faisceau de lumière infra-rouge qui donnait les raies à mesurer le couvrait entièrement.

2. Il donne ensuite le résultat de nouvelles mesures des spectres infra-rouges des métaux suivants : cuivre, argent, or, magnésium, thallium, plomb, antimoine, strontium, baryum, zinc, cadmium, mercure, étain, aluminium, bismuth. Ces spectres ont été obtenus par la méthode phosphorographique, au moyen d'un spectrographe constitué par deux prismes de flint extra-lourd et deux lentilles spécialement achromatisées pour la première région infra-rouge. Ces mesures s'étendent de λ 700 μ . à λ 1.500 μ . Leur précision est de l'ordre de $\pm 0,33$ jusqu'à λ 1.300 μ . et va jusqu'à 12 μ . au voisinage de 1.500 μ .

¹⁾ *Ann. d. Phys.*, V, p. 633, 1901 ; VIII, p. 643, 1902 ; IX, p. 1230, 1902.

PETER EROCHIN. — Dispersion et absorption du mercure et du zinc dans le spectre visible et ultra-violet. — P. 213-224.

L'auteur a étudié d'après la méthode de Voigt⁽¹⁾ la dispersion et l'absorption du mercure et du zinc depuis λ 670 $\mu\mu$ à λ 250 $\mu\mu$.

Pour le mercure, l'indice de réfraction n croît constamment de 0,608 pour λ 257 à 1,308 pour λ 508, tandis que l'indice d'absorption κ présente un maximum au voisinage de λ 370 $\mu\mu$. Les variations de l'expression $n^2 (\kappa^2 - 1)$ nécessitent l'introduction de la considération d'électrons liés.

Pour le zinc, l'indice de réfraction décroît de 1,117 pour λ 257 à 0,676 pour λ 398 pour croître ensuite de nouveau jusqu'à la valeur 1,418 correspondant à λ 668; l'indice d'absorption κ présente un minimum égal 2,134 pour λ 361 $\mu\mu$ et un maximum égal à 4,680 pour λ 480 $\mu\mu$. Ces résultats sont en accord avec la théorie de Drude, si l'on introduit, outre les électrons libres, trois fréquences propres d'électrons liés.

F. GEHRCKE et L. JANICKI. — Franges d'interférences fines produites par des lames en forme de coin. — P. 431-438.

Les auteurs montrent que, si l'on fait tomber un faisceau lumineux suivant une section principale sur une lame de verre dont les faces semi-argentées font entre elles un très petit angle, de l'ordre 2',5 à 0',3, on obtient des franges d'interférences très fines, analogues à celles des lames à faces parallèles. De cette sorte les lames en coin peuvent rendre les mêmes services que les lames à faces parallèles.

L. JANICKI. — Structure de la raie du mercure λ 5461. — P. 439-443.

L'auteur a étudié la structure de la raie du mercure λ 5461 par la méthode des points d'interférence de Gehrcke. Une lame de Lummer et Gehrcke était associée à une lame en coin d'angle égal à 40°.

La raie 5461 est ainsi résolue en douze composantes dont les dis-

Phys. Zeits., II, p. 303; 1901.

tances à partir de la plus réfrangible et les intensités sont données dans le tableau suivant :

A. U	<i>i</i>	A. U	<i>i</i>	A. U	<i>i</i>
0,000	2	0,214	1	0,320	1
0,134	5	0,227	3	0,364	4
0,168	3	0,236	4	0,450	7
0,188	6	0,245	4		
		0,254	3		

Dans l'échelle des intensités, c'est le nombre 1 qui correspond aux composantes les plus intenses.

F. CROZE.

O. LEHMANN. — Influence des mouvements tourbillonnaires sur la structure des cristaux liquides. — P. 80-110.

L'auteur décrit d'abord longuement les phénomènes optiques observables dans le cas où le liquide n'est pas orienté par l'action d'une paroi solide (cas de l'anizaldasine, etc.).

Il étudie ensuite ce qui se passe quand les gouttes sont animées d'un mouvement tourbillonnaire. Pour produire ce mouvement il suffit d'établir une différence de température entre la porte et le couvre-objet. Les lignes de courant hydrodynamique restent les mêmes que dans les liquides ordinaires. Quant à la structure moléculaire elle reste la même lorsque l'orientation des molécules est due au corps solide qui sert de paroi ou à un champ magnétique. Mais si la goutte possède un axe de symétrie ou de convergence ou un plan de macle (Zwillingsebene), la structure est modifiée et tout se passe comme si cet axe ou ce plan était entraîné par le mouvement.

P. JOB.

VAN DER BIJL. — Conductibilité électrique des diélectriques liquides ionisés. P. 170 à 212.

Cette étude fait suite aux travaux de M. Jaffé (1). On sait que l'hexane très pur a une conductibilité électrique propre assez faible inférieure à $10^{-18} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$) pour qu'on puisse y observer, sous

JAFFÉ, *Ann. der Physik*, t. XXXII, p. 148; 1910. — *J. de Phys.*, t. IX, 4^e série, p. 446; 1910.

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Octobre 1912.)

l'action des rayons X, α ... etc., des courants d'ionisation analogues à ceux que l'on connaît dans les gaz. Jaffé, cherchant à vérifier si la loi d'action de Masse s'applique à la recombinaison des ions dans l'hexane, avait trouvé un écart notable entre les résultats de l'expérience et ceux auxquels devraient conduire cette loi. M. Van der Bijl a employé, en opérant sur l'hexane, le tétrachlorure de carbone et le sulfure de carbone purs, une variante de la méthode que Rutherford a appliquée à l'étude de la recombinaison des ions dans les gaz. Les mesures vérifient très exactement la loi d'action de Masse, et conduisent l'auteur à adopter pour coefficient de recombinaison des ions α (exprimé en unités électrostatiques), les valeurs

Hexane.....	2,19
CCl ⁴	0,78
CS ²	1,90

Ces résultats sont confirmés par une deuxième méthode, qui consiste à calculer α à partir des données qui résultent de la courbe qui représente le courant en fonction de la tension. Enfin utilisant les mesures de mobilité faites autrefois par M. Jaffé et la valeur trouvée par lui pour α , l'auteur est conduit à affecter pour l'hexane la valeur 1,06 au nombre de Langevin.

$$L = \frac{\alpha k}{\alpha \pi \epsilon (u_1 + u_2)} \begin{cases} k, \text{ pouvoir inducteur spécifique} \\ \epsilon, \text{ charge d'un ion} \\ u_1, \text{ et } u_2 \text{ mobilités des ions} \end{cases}$$

Par une autre méthode qui évite la connaissance de u_1 et u_2 l'auteur montre que cette même valeur de L s'applique encore à CCl⁴ et CS²; et ceci montre comme la théorie le prévoit que cette grandeur L tend vers 1 quand la densité du fluide augmente.

L'auteur a également déduit de ses recherches les valeurs des coefficients de diffusion des ions dans les trois liquides étudiés. Enfin il a trouvé que les ions $+$ et $-$ portent des charges dont la valeur absolue est égale à la charge de l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse.

J. CARVALLO.

GOITHELFF LEIMBACH. — Méthode pour étudier la perception des sons les plus brefs.
P. 251-254.

O. Abraham et J. Brühl ont trouvé ⁽¹⁾ que, pour déterminer la sensation de son, il suffit de deux vibrations entre l'octave d' ut_0 32 v. d.) ⁽²⁾ et le milieu de l'octave d' ut_6 ; à partir de là, le nombre de vibrations nécessaire augmente constamment. Pour permettre l'appréciation de la durée de vibration, il faut que le son ait un minimum de durée qui est de 63×10^{-5} secondes pour le son sol_6 ; pour les sons de hauteur plus grande ou plus petite, il faut plus de temps.

L'auteur, qui a retrouvé ces résultats, a pu les rendre visibles à un auditoire ; il se sert à cet effet d'un téléphone haut parleur relié au secondaire d'une bobine dont le primaire constitue l'enroulement d'un électro-aimant devant lequel tourne une armature de fer dentée, placée sur un axe entraîné par un moteur ; pour limiter la durée du courant, on emploie un pendule de Helmholtz, dont les contacts de fermeture et de rupture sont réglables en distance par une vis micrométrique.

P. LUGOL.

II. TETRODE. — Rectification à mon travail : « La constante chimique des gaz et le quantum d'action élémentaire ». — P. 233.

Simple rectifications d'erreurs matérielles.

CH. LEENHARDI.

J. STARK. — Réponse à Einstein ⁽³⁾. — P. 496.

CORVISY.

¹ *Zeitsch. f. Psychologie und Physiologie der Sinnesorgane*, t. XVIII fasc. 3, p. 177-277.

- *Kontraoktave* dans le texte ; l'octave ainsi nommée dans le *Lehrbuch der Physik* de Müller est notée C^{-2} ; cette notation, dans le grand traité de Winkelmann, désigne l'octave de ut^{-1} de 16 v. d., que Müller note C^{-3} et appelle *subkontraoktave*.

J. de Phys., ce vol. p. 674.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XIII : 1912.

ALBERT VIGAND et FRIEDRICH SCHWAB. — Sur l'hypohélie et le halo solaire de 22° de rayon, avec mesures et photographies prises en ballon. — P. 677-684.

Au cours d'un voyage en ballon organisé en vue d'observations scientifiques, les auteurs ont observé et photographié deux phénomènes d'optique météorologique, dont l'un bien connu, est le halo de 22° et l'autre appelé hypohélie est produit, comme la colonne verticale, par la réflexion des rayons solaires sur les facettes planes perpendiculaires aux arêtes des prismes verticaux constitués par les cristaux de glace des cirrus.

ALOIS BROMMER. — Mesures d'électricité atmosphérique pendant l'éclipse d Soleil du 17 avril 1912. — P. 684-686.

L'auteur a constaté une diminution très nette de l'électrisation de l'atmosphère pendant la durée de l'éclipse. Cette diminution est trop régulière pour être due à des causes accidentelles et trop grande pour pouvoir être expliquée par l'abaissement de température. Il semble donc qu'il faille l'attribuer directement à l'éclipse.

W.-S. GRIPENBERG. — Cellules de sélénium de très grande sensibilité. P. 686-687.

L'auteur montre par des expériences que lorsque l'épaisseur de la lame de sélénium est de l'ordre de 100 $\mu\mu$, la conductibilité du sélénium cristallisé devient, après exposition à la lumière, environ 1.000 fois plus grande que la conductibilité à l'obscurité.

F. KAEMPF. — Courants de saturation dans le sélénium. — P. 689-694.

En s'appuyant sur des considérations théoriques relatives à la conductibilité électrique dans les corps métalliques très mauvais conducteurs, l'auteur est arrivé à mettre en évidence l'existence pour le sélénium d'un courant de saturation. D'autre part, suivant la

tension du courant employé, le même échantillon de sélénium peut présenter un effet de tension soit positif soit négatif.

A. WERNER. — Sur la diminution de l'intensité du rayonnement solaire pendant l'éclipse du 17 avril 1912. — P. 719-721.

En comparant avec les résultats du calcul les observations photométriques faites par le D^r Kron, de Potsdam, sur la diminution de l'intensité du rayonnement solaire pour les radiations de longueur d'onde λ 651, λ 514 et λ 543, l'auteur trouve que l'accord devient de moins en moins satisfaisant à mesure que décroît la longueur d'onde de la radiation considérée. Il trouve l'explication de ce fait dans la considération de la lumière diffuse.

K. KÖRNER. — Dissymétries accidentelles dans les triplets de Zeeman.
P. 797-803.

Dans son mémoire relatif à l'effet Zeeman sur les raies du tungstène et du molybdène, R. Jack avait signalé un grand nombre de triplets dissymétriques, et il pensait que ces dissymétries provenaient de l'état de polarisation de la lumière qui tombe sur le réseau. J. Stock, qui avait cherché à vérifier cette conclusion, avait été amené, au contraire, à penser que les dissymétries observées provenaient de ce que les raies observées et leurs composantes magnétiques étaient dégradées d'un côté.

L'auteur montre que les dissymétries observées proviennent de plusieurs causes superposées, dont les unes résident dans le dispositif optique et les autres dans la source lumineuse.

1° Il peut arriver que la fente ne soit pas exactement parallèle aux traits du réseau. Si alors la lumière qui provient de la source traverse un biréfringent, on a sur la fente deux images de la source lumineuse correspondant à des polarisations différentes, la raie centrale du triplet sera déplacée par rapport à la position qu'elle devrait avoir : il en sera de même, mais dans une mesure ou dans un sens différent, des composantes latérales. On observera donc une dissymétrie dans le triplet obtenu ;

2 Il peut arriver aussi que deux raies soient assez voisines pour que leurs composantes magnétiques s'enchevêtrent ou se superposent ; et ceci pourra donner lieu à une apparence de dissymétrie, surtout si les raies en question ne sont pas parfaitement définies ;

3° Voigt a montré que les composantes magnétiques sont légèrement dégradées vers le rouge et que cet effet est plus sensible pour la composante centrale. La distance de la raie centrale à la composante située vers le violet paraîtra donc plus grande que sa distance à la composante située du côté rouge. La dissymétrie croît d'ailleurs avec la pression de la vapeur lumineuse.

BUSCH et JENSEN. — Dernière explication. — P. 896.

Les auteurs font remarquer que, sur la question d'un champ zénithal de polarisation positive, discutée déjà avec W. Krebs, ils maintiennent les remarques qu'ils ont publiées en 1910 (*Phys. Zs.*, XI, 910-911 ; 1910). Que ce champ ait une forme rectangulaire comme le veut Krebs, c'est ce qui est contraire à toutes leurs observations et ignoré de tous ceux qui ont écrit sur ce sujet.

F. CROZE.

A. ESAU. — Mesure de la self-induction et de la capacité des antennes. P. 638-666.

Il existe trois procédés pour évaluer ce qu'on appelle la self-induction et la capacité *effectives* d'une antenne. Les deux premiers, qui sont classiques, consistent soit à raccourcir l'antenne par l'introduction d'un condensateur au nœud de tension, soit à l'allonger par l'introduction d'une self-induction. Le troisième, indiqué par Fischer⁽¹⁾, est basé sur la détermination simultanée de la longueur d'onde λ et du décrement. Si on désigne par W la résistance effective de l'antenne, par C_A , L_A sa capacité et sa self-effectives, on a les relations :

$$\lambda = 2\pi \sqrt{C_A L_A},$$

$$\delta = \pi W \sqrt{\frac{C_A}{L_A}}.$$

Modifions l'amortissement par l'introduction dans l'antenne d'une résistance r , nous avons :

$$\delta' = \pi W + L \sqrt{\frac{C_A}{L_A}}.$$

Annalen der Physik, I, p. 979, 1910.

Ces trois relations permettent de déterminer les trois inconnues W , C_A , L_A .

Esau a étudié l'emploi des trois méthodes. La méthode qui consiste à raccourcir l'antenne par l'introduction d'un condensateur à gaz comprimé conduit à des résultats assez précis cette précision peut atteindre 2 0/0). Mais il importe de placer le condensateur exactement au nœud de tension. D'autre part, la valeur du condensateur intercalé doit être telle que la diminution relative de la longueur d'onde soit d'environ 10 ou 20 0/0. Avec des diminutions trop grandes, les valeurs trouvées pour la capacité sont trop faibles. Il est nécessaire que la longueur d'onde utilisée dans les mesures de capacité d'un aérien soit 4 ou 5 fois plus grande que la longueur d'onde propre de l'aérien.

De même, dans la méthode qui consiste à augmenter la longueur de l'antenne par l'introduction d'une bobine de self-induction, il importe que cette augmentation soit comprise entre 10 et 20 0/0.

La méthode de Fischer conduit à de moins bons résultats.

Elle nécessiterait, pour fournir des résultats précis, une mesure très exacte du décrétement. Elle ne saurait être appliquée lorsque ce décrétement varie d'un instant à l'autre, comme dans les temps de pluie.

Les résultats qu'elle fournit varient avec la valeur de la résistance intercalée. Ceci ne provient pas de ce que l'introduction d'une résistance dans l'antenne influe sur son rayonnement, car on observe la même chose avec des circuits fermés, mais de ce que l'introduction de cette résistance modifie les liaisons qui existent entre le circuit excitateur et le circuit secondaire.

A. ESAU. — Influence des conditions atmosphériques sur les émetteurs et les transmetteurs en télégraphie sans fil. — P. 7-1-727.

Cette étude est basée sur des mesures d'amortissement faites d'heure en heure pendant le cours d'une année.

La neige, la grêle, la pluie augmentent considérablement l'amortissement des antennes qu'elles peuvent faire passer du simple au double. Cette variation d'amortissement est accompagnée d'un changement simultané de la capacité de l'aérien, changement qui est de l'ordre de 1 à 2 0/0.

Des expériences directes ont montré à l'auteur que cette augmentation de l'amortissement n'était pas due à l'influence nuisible que peuvent avoir la neige et la pluie sur l'isolation de l'antenne.

Les nuages sont sans effet sur l'amortissement des antennes.

Outre ces variations accidentelles dues aux perturbations atmosphériques, l'amortissement des antennes est soumis à des variations journalières de l'ordre de 20 0/0. En hiver, l'amortissement présente une valeur maximum de midi à cinq heures.

En été, au contraire, la courbe représentant la valeur de l'amortissement en fonction du temps présente trois maxima, vers midi, vers six heures du soir, et un dernier peu marqué vers minuit.

D'une façon générale l'amortissement est plus élevé le jour que la nuit.

A ces variations journalières se superpose une variation annuelle; l'amortissement est plus faible aux mois de janvier et de février qu'aux mois de juin et de juillet.

Pour les émetteurs, l'amortissement croît avec la tension et varie en sens inverse de la longueur d'onde.

G. LEITHÄUSER. — L'emploi des flammes comme détecteur d'ondes électriques.
P. 872-874.

Les propriétés de conduction unipolaire des flammes peuvent être utilisées pour la réception des ondes électriques. L'auteur employait comme producteur d'onde une bobine donnant une étincelle d'environ 5 millimètres reliée à une antenne de 150 centimètres de long. L'antenne réceptrice était placée à environ 20 mètres de distance, cette antenne et son contrepoids étant reliés à deux électrodes situées dans la flamme d'un bec Mecker. L'une de ces électrodes se composait d'une coupelle en platine en forme d'anneau, dans laquelle était placé du carbonate de potasse. La flamme du bec portait cette électrode au rouge et provoquait la fusion du sel. L'autre électrode était constituée par un fil de cuivre de 1 millimètre placé horizontalement à quelques millimètres de la première.

En dérivation sur ces électrodes étaient intercalés, suivant les expériences, un téléphone, un galvanomètre de vibration ou à cadre mobile. Une source auxiliaire avec potentiomètre de réglage était également intercalée dans cette dérivation sur le détecteur. Avec le

dispositif indiqué plus haut, même sans le secours de la source auxiliaire, à chaque émission de trains d'ondes on percevait des sons au téléphone. Dans ces conditions la flamme fonctionne comme un élément de pile et le galvanomètre mis en dérivation était parcouru par un courant d'environ 10^{-3} ampère allant de la coupelle au fil.

L'existence d'un semblable courant est liée à la possibilité pour la flamme de fonctionner comme redresseur de courant. Les sels de potassium fournissent les meilleurs résultats. Il est nécessaire que les deux électrodes soient portées au moins à la température du rouge, mais il faut qu'une différence de température existe entre elles; le sens du courant de la flamme fonctionnant comme élément varie du reste avec le sens de la différence de température.

Un autre dispositif également étudié par l'auteur consistait à employer comme électrode d'une part un très mince fil de platine placé perpendiculairement à la flamme et, d'autre part, un fil de platine de 1 millimètre terminé par une perle de sel. Le fonctionnement optimum sans source auxiliaire était obtenu en plaçant le fil mince sur le bord du cône de vapeur de potassium; le fonctionnement devenait moins bon quand on rapprochait les électrodes et finissait par nécessiter l'emploi d'une source auxiliaire.

Tous ces phénomènes s'expliquent par l'allure, particulière à chaque position des électrodes, de la courbe ayant pour abscisses les valeurs de la tension de la source auxiliaire et pour ordonnées les déviations du galvanomètre à cadre mobile en dérivation sur la flamme.

H. KOST. — Résistances électriques élevées. — P. 894-896.

L'auteur a construit des résistances variant de 2.000 à 6.000 ohms en étalant au pinceau sur des cylindres d'argile non vitrifiée un mélange de graphite et d'encre de Chine.

Ces cylindres étaient chauffés ensuite pendant cinq heures à 200°. L'inconvénient de ces résistances, qu'on peut faire traverser par des courants de l'ordre de 0,05 ampère, est d'avoir un coefficient de température négatif assez élevé (0,9 0/0).

Il est préférable d'employer des tubes de verre recouverts intérieurement d'un dépôt métallique par la pulvérisation cathodique.

suivant le procédé décrit sommairement par l'auteur. Cette pulvérisation se fait dans l'hydrogène raréfié. Ce gaz doit être très pur. Il était préparé électrolytiquement et introduit dans l'appareil d'utilisation au moyen d'un diffuseur consistant en un tube de palladium chauffé électriquement.

Une des résistances ainsi réalisées se composait d'un tube de 16 centimètres de long et de 2 centimètres de diamètre; sa valeur était de 2.000 ohms et le passage d'un courant de 0,1 ampère l'amenait à la température de 120°.

Le coefficient de température de ces résistances est positif et de l'ordre de 1 à 2 millièmes.

F. KIEBITZ. — Observations relatives à la télégraphie sans fil faites pendant l'éclipse du 17 avril 1912. — P. 890-892.

Pendant toute la durée de l'éclipse, des signaux ont été émis par la station radio-télégraphique de Norddeich. Sept autres stations recevaient ces signaux et appréciaient l'énergie reçue en shuntant le téléphone utilisé pour la réception et en cherchant la valeur de la résistance utilisée comme shunt, pour laquelle les signaux émis ces saient d'être perceptibles.

L'éclipse semble n'avoir eu aucune influence sur la réception dans cinq de ces stations.

Pour deux autres, la station de Dantzig, la plus éloignée (760 kilomètres de Norddeich, et l'importante station d'Eberswalde (460 kilomètres), la perception semble avoir été améliorée pendant l'heure qui a suivi la phase maximum de l'éclipse.

K.-W. WAGNER. — Relais téléphoniques Brown. — P. 947-946.

Le besoin d'un relais susceptible d'être actionné par des courants téléphoniques se fait depuis longtemps sentir.

Le relais Brown constitue une intéressante solution du problème¹⁾. Le courant à amplifier parcourt un enroulement placé sur les pièces polaires en fer doux d'un électro-aimant polarisé, dont il modifie l'aimantation de façon à provoquer de légers déplacements de l'armature.

¹⁾ Pour plus de détails, voir *the Electrician*, t. LXV, p. 139; 1910.

Le courant amplifié traverse un circuit comprenant une pile, un téléphone, un enroulement placé sur les noyaux de l'électro-aimant et disposé sur un cylindre de cuivre et un contact microphonique. Le cylindre de cuivre a pour but d'empêcher par les courants induits susceptibles de le parcourir une réaction de l'enroulement traversé par le courant primaire sur l'enroulement traversé par le courant secondaire.

Le contact microphonique est placé sur une palette vibrante formant l'armature de l'aimant et est constitué par une plaque d'un alliage d'osmium et d'iridium sur laquelle appuie une pointe de même métal reliée à une fine vis de réglage. La pointe et la plaque ne sont pas en contact, mais séparées par une mince goutte d'huile.

D'après les expériences de Wagner, ce relais semble appelé à rendre des services en télégraphie sans fil, mais son réglage trop délicat ne semble pas assez constant pour qu'on puisse l'utiliser dans les transmissions téléphoniques ordinaires.

R. JOUAUST.

E. GOLDSTEIN. — Sur l'apparition des « spectres principaux » (*Hauptspectra*) des combinaisons aromatiques soumises à l'action des rayons ultra-violetts. — P. 577-583.

L'auteur a montré antérieurement⁽¹⁾ que diverses substances, soumises à l'action des rayons cathodiques (ou canaux), manifestent bientôt une modification (*Hauptspectrum*) de leur spectre de phosphorescence. Les rayons ultra-violetts ont une action analogue, à condition de prendre des rayons de longueur d'onde assez petite. Il y a généralement identité entre le *spectre principal* obtenu par l'action de la lumière et celui dû aux rayons cathodiques. L'action de la lumière est beaucoup plus rapide sur les substances dissoutes que sur les substances pures, et plus rapide également, lorsque la substance est dans le vide que lorsqu'elle est dans l'air.

M. GELBKE. — Un nouveau cas de couples de bandes de fluorescence à grande et à courte longueur d'onde. — P. 584-585.

L'auteur étudie les spectres d'absorption et de fluorescence de quelques cétones en solution dans l'alcool. Il trouve pour ces corps

¹, *J. de Phys.*, 3^e série, t. I, p. 785: 1911; et ce vol., p. 341.

une bande d'absorption intense dans l'ultra-violet lointain, et une autre plus faible à la limite du visible. A ces deux bandes d'absorption correspondent deux bandes de fluorescence décalées vers le rouge par rapport aux premières, et qui ne sont excitées que par des radiations de même longueur d'onde que la bande d'absorption ultra-violette.

L. BRÜNINGHAUS.

J. STARK. — Sur les surfaces de glissement électrique et mécanique. — P. 585-589.

D'après une hypothèse ancienne de l'auteur⁽¹⁾ la cohésion des solides serait due aux forces de valences. Au voisinage de la sphère positive, se trouvent des électrons négatifs, reliés par des lignes de force électrique à la sphère positive, aux atomes voisins, et, dans le cas des solides, aux autres molécules.

L'auteur considère les surfaces de glissement électrique, dans lesquelles les électrons peuvent se mouvoir sous l'action d'une force électrique si petite qu'elle soit. Si les électrons sont effectivement situés sur ces surfaces, il y a conductibilité électrique (métaux); s'ils sont placés en dehors, la conductibilité fait défaut (métalloïdes schémas indiquant la disposition des électrons dans ces deux cas).

De même il appelle surface de glissement mécanique une surface telle que, de part et d'autre de cette surface, une force mécanique, aussi petite que l'on veut, puisse faire glisser l'une par rapport à l'autre les deux moitiés du corps considéré. Ces surfaces existent réellement dans les cristaux métalliques (Mügge, Ewing et Rosenhain). Leur considération permet d'expliquer l'écoulement des métaux solides et ses particularités.

P. JOB.

G. v. HEVESY. — Méthodes radioactives en électrochimie. — P. 745-749.

On sait que les produits de décomposition des corps radioactifs tels que Radium, Thorium, Actinium, se déposent sur des plaques métalliques plongées dans les solutions de ces corps. La différence de potentiel métal électrolyte mesure la composition du mélange

⁽¹⁾ *Phys. Zeit.*, IX, 85 : 1908.

radioactif déposé. Ainsi l'on obtient un mélange de même composition par dépôt, soit sur du cadmium et solution de sulfate de cadmium, soit sur de l'argent avec solution de cyanure de potassium, si l'on a choisi la même valeur de la différence de potentiel métal/électrolyte. On peut donc, en faisant varier la concentration en ions de la solution ou la nature du métal précipitant, construire des courbes représentant la variation de composition du mélange radioactif précipité avec la différence de potentiel métal/électrolyte. La composition est déterminée par l'étude des variations de l'activité α en fonction du temps.

Inversement par suite on pourra, ces courbes étant connues, déduire la différence de potentiel de l'étude de la radioactivité. L'avantage de cette méthode réside dans le fait qu'il suffit d'un temps d'immersion très court de la plaque, $\frac{1}{10}$ de seconde par exemple, pour pouvoir faire une mesure de différence de potentiel. Ceci permet alors d'étudier ce qui se passe quand on plonge une plaque métallique dans l'eau distillée. On constate que si ce temps est inférieur à $\frac{1}{5}$ de seconde, la valeur de la différence de potentiel pour une plaque de cuivre ou d'argent est négative et plus grande en valeur absolue que le potentiel électrolytique normal du magnésium : au début, ces métaux doivent donc décomposer l'eau. La différence de potentiel diminue ensuite rapidement en valeur absolue pour prendre au bout d'une minute, des valeurs qui ne se fixent pas ; il semble qu'il y a d'abord un processus purement électrique, bien défini (émissions d'ions dans la couche double), et ensuite un processus chimique mal défini de formation et dissolution d'oxydes métalliques. En tous cas, ceci vient à l'appui de l'hypothèse de Nernst, d'après laquelle la différence de potentiel, donnée par l'équation :

$$E = RT \ln \frac{C}{c}$$

doit être infinie dans l'eau pure, au temps 0.

WALTHER SORHAIX. — Sur l'influence de la température, du poids spécifique et de la nature chimique sur le frottement de turbulence. — P. 805-820.

L'auteur a déjà signalé⁽¹⁾ l'existence d'une discontinuité dans la courbe qui relie les vitesses d'écoulement d'un fluide et la pression d'écoulement. Cette discontinuité a été retrouvée pour l'acétate d'éthyle, ce qui permet ici encore de distinguer deux régions de turbulence I et II; on en trouve même une troisième qui disparaît à 40°. La position des discontinuités qui séparent ces régions varie avec la température.

En combinant les résultats expérimentaux obtenus avec divers corps, on trouve que, dans la limite des erreurs d'expérience, on peut les représenter par l'équation :

$$\sqrt[3]{p^2} \cdot t^{\frac{\theta}{273}} = C,$$

où t est le temps d'écoulement, p la pression, θ la température absolue, C une constante. La fonction est donc universelle, quel que soit le liquide, dans le domaine de turbulence I, et remplace la loi de Poiseuille :

$$pt = f(\theta),$$

où f était variable avec le liquide, et par suite n'avait pas le caractère universel.

Enfin voici comment cette étude permet de se représenter l'écoulement des fluides dans un capillaire. Aux faibles pressions, toutes les particules du liquide glissent les unes par rapport aux autres; brusquement, pour une valeur bien déterminée de la pression, la turbulence apparaît; alors le liquide central glisse comme une tige rigide en frottant sur la couche liquide qui le sépare de la paroi.

CH. LEENHARDT.

CH. LINDEMANN. — Influence de la température sur le coefficient de dilatation thermique. — P. 737-739.

Travail expérimental sur le salpêtre, le quartz parallèle ou perpendiculaire à l'axe, le verre et l'anhydride borique. Résultats :

1° Le coefficient de dilatation α tend à s'évanouir à mesure qu'on

(1) *Phys. Zeits.*, t. XII; 1911.

approche du zéro absolu (les expériences ont été poussées jusqu'à + 20° absolus) ;

2° Ce coefficient décroît cependant moins vite que la chaleur spécifique C (expériences de Nernst), de sorte que le quotient $\frac{\alpha}{C}$ augmente quand la température s'abaisse. Il y a toutefois exception pour le salpêtre pour lequel l'inverse semblerait plutôt avoir lieu. Il se pourrait toutefois que, pour ce dernier, le rapport $\frac{\alpha}{C}$ fût sensiblement constant (comme le voudrait la loi de Grüneisen qui lui paraît d'autre part applicable).

A. MAYER. — Sur la charge électrique des parcelles métalliques en suspension.
P. 754-755.

Travail expérimental et discussion tendant à établir la réalité d'un quantum élémentaire dont la valeur serait :

$$e = (4,33 \pm 0,10) 10^{-10}.$$

L. DÉCOMBE.

ELSTER et H. GEITEL. — Photomètre photoélectrique pour la lumière visible.
P. 739-744.

L'appareil est basé sur ce fait que l'intensité du courant photoélectrique est proportionnelle à la quantité de lumière reçue par des radiations de même longueur d'onde. Il se compose essentiellement d'une cellule photo-électrique à métal alcalin rendu sensible par la méthode exposée par les auteurs (1), et sur laquelle la lumière à étudier est dirigée suivant l'axe d'un tube métallique fermé à sa partie inférieure par une lame d'uviolet dépoli ayant pour but de diffuser la lumière dans la cellule. Les différentes radiations ne sont pas séparées par un prisme, ce qui donnerait une trop faible intensité lumineuse, mais on délimite certaines régions du spectre à l'aide d'écrans colorés. L'appareil est mobile comme un théodolithe et peut être dirigé vers tel point du ciel que l'on désire.

Le courant photoélectrique est mesuré soit par un galvanomètre

J. de Phys., t. I, p. 862; 1912.

qui donne une sensibilité de 10^{-10} ampères, soit par un électromètre avec résistance de xylol ⁽¹⁾ pouvant déceler jusqu'à 10^{-15} ampères. L'appareil peut être emporté en ballon, et les mesures sont alors faites avec un galvanomètre spécial pouvant donner 10^{-6} ampères.

J. ELSTER et H. GEITEL. — Mesures de l'intensité de la lumière solaire pendant l'éclipse du 17 avril 1912. — P. 852-853.

Recherches faites à l'aide de l'appareil précédent pour expliquer ce fait observé par la photographie que l'augmentation de l'intensité lumineuse qui suit le maximum de l'éclipse est plus rapide que la diminution qui le précède ⁽²⁾. Le photomètre photo-électrique ne reçoit que la lumière venant directement du soleil et les auteurs n'observent pas de dissymétrie analogue.

Les observations photographiques se rapportant au rayonnement total du soleil et du ciel environnant, le phénomène serait dû non à une augmentation de la transparence pendant la durée de l'obscurité, mais à un certain trouble de l'atmosphère à l'intérieur de l'ombre de la lune, trouble qui aurait pour effet d'accroître la luminosité du ciel après la plus grande phase de l'éclipse.

L. LETELLIER.

H. LORENZ. — La flexion des tubes courbes — P. 768-774.

L'auteur étudie les tensions qui s'exercent sur un élément de la surface, le déplacement dû aux forces extérieures et la déformation de la section droite. Il applique la théorie à quelques cas, notamment à celui d'un tube ayant une section circulaire et dont la ligne axiale admet un axe de symétrie et se compose de trois arcs de cercles se raccordant tangentiellement ; les éléments des extrémités libres sont tangents à une même droite suivant laquelle s'exercent les forces extérieures. Il compare les résultats de cette recherche aux déterminations expérimentales de A. Bantlin ⁽³⁾ et à la théorie de Th. v Kármán ⁽⁴⁾.

E.-M. LÉMERAY.

⁽¹⁾ N. CAMPBELL, *Phil. Mag.*, t. XXIII, p. 668 ; 1912.

⁽²⁾ TIRERA, *Instructions pour l'observation de l'éclipse totale de Soleil*, Tortosa, 1905.

⁽³⁾ *Zeitschr. d. V. d. Ing.*, 1910, p. 45.

⁽⁴⁾ *Ib.*, 1911, p. 1889.

SUR UN SPECTROSCOPE A COLLIMATEUR ET A LUNETTE FIXES ;

Par M. MAURICE HAMY.

Le dispositif dont il s'agit est applicable chaque fois que l'on fait usage, comme système optique dispersif, de deux demi-prismes simples ou composés provenant d'un prisme complet qui a été coupé en deux suivant un plan de symétrie. La lumière incidente tombe normalement sur la face de section de l'un des demi-prismes et sort normalement à la face de section du second demi-prisme. On peut donner à l'angle du collimateur et de la lunette d'observation telle valeur que l'on veut, à condition de ne pas s'approcher trop près de zéro ou de 180°.

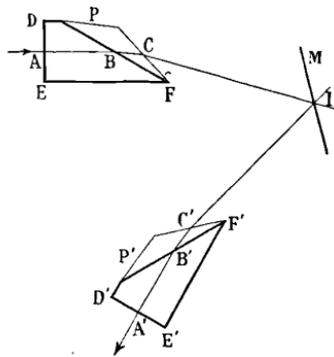


FIG. 1.

Soit P l'un des demi-prismes (*fig. 1*, P' le second. Considérons un rayon ABCI tombant normalement sur la face de section DE du demi-prisme P et soit CI le rayon qui en émerge pour une certaine longueur d'onde λ . Appelons C' le point correspondant du point C sur le demi-prisme P', point tel que $CF = C'F'$. Menons la droite CI dans une direction telle que

$$\widehat{FCI} = \widehat{F'C'I}.$$

Si l'on fait passer par le point I de rencontre de CI et C'I un miroir

plan convenablement orienté, le rayon CI, après réflexion sur le miroir, suivra le chemin IC' B'A' et sortira normalement à la face D'E' du demi-prisme P' en un point A' placé sur le plan D'E' comme le point A sur la face DE.

Si au lieu de considérer un seul rayon incident, on envisage maintenant le faisceau complet tombant normalement sur la face d'entrée DE du demi-prisme P, ce faisceau, après dispersion et réflexion sur le miroir M, pénétrera dans le demi-prisme P' et les rayons de longueur d'onde λ sortiront normalement à la face D'E' en formant un faisceau parallèle de même largeur que le faisceau incident à son entrée dans le demi-prisme P.

Il est facile d'établir que, pour recevoir dans la lunette d'observation un faisceau dispersé d'une autre longueur d'onde que celle déjà considérée, il faut faire tourner le miroir M autour d'un axe fixe, le faisceau émergent normalement à la face D'E' jouissant toujours de la propriété d'avoir même largeur que le faisceau incident pénétrant dans le demi-prisme P.

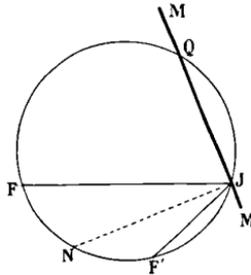


FIG. 2.

Remarquons d'abord que l'angle CIC' est égal à l'angle α de l'axe du collimateur et de l'axe optique de la lunette d'observation. Il est le même, quelle que soit la longueur d'onde des rayons réfléchis. Cela étant, considérons les rayons de diverses réfrangibilités qui, après être sortis en F, rentrent en F' dans le demi-prisme P', après réflexion sur le miroir M supposé mis en place, comme on l'a indiqué ci-dessus, pour chacun des rayons des différentes couleurs. Le lieu du point de rencontre J de ces rayons JF et JF' est le segment capable de l'angle α décrit sur FF' (fig. 2). A une position particulière du point J, sur ce segment, correspond une position M du miroir. La

normale JN , bissectrice de l'angle FJF' , passe par le milieu de l'arc FF' qui est un point fixe. Comme l'angle NJQ est droit, le miroir doit passer par le point Q , diamétralement opposé de N , fixe également.

Ainsi, pour faire rentrer en F' les rayons issus de F et les faire sortir normalement à la face $D'E'$ du demi-prisme P' , il faut faire tourner le miroir M autour d'un axe passant par le point fixe Q . Tous les rayons parallèles à ceux qui passent par F et F' suivront d'ailleurs des chemins identiques et semblablement placés dans les deux demi-prismes. Les faisceaux de diverses réfrangibilités, émergeant successivement du demi-prisme P' , normalement à sa face de sortie, quand on tourne le miroir, auront donc tous même largeur que le faisceau incident à son entrée dans le demi-prisme P .

**SUR LES RELATIONS DES PERTURBATIONS MAGNÉTIQUES
AVEC LES COURANTS TELLURIQUES ET LES ÉRUPTIONS SOLAIRES (1);**

Par M. J. BOSLER.

On sait quelle correspondance étroite lie à l'activité solaire les diverses manifestations du magnétisme terrestre. Le nombre des taches du Soleil et aussi celui des facules et des protubérances subissent, tous les onze ans, des fluctuations qui se retrouvent dans l'amplitude des variations diurnes de l'aiguille aimantée, comme dans la fréquence et l'intensité des mouvements brusques, aussi capricieux que désordonnés, appelés orages magnétiques. C'est de ces derniers que nous nous occuperons spécialement : il semble qu'ils permettent de prendre, pour ainsi dire, le Soleil plus directement sur le fait ; nombreux sont en effet les cas où de soudaines éruptions solaires se sont plus ou moins immédiatement révélées par de brusques déviations des magnétomètres.

Comme bien on pense, l'intérêt philosophique si évident du problème, même ainsi limité, a attiré sur lui les chercheurs, et de nombreuses tentatives ont été faites pour expliquer cette influence mystérieuse du Soleil. Il m'a paru toutefois que certaines des théories

Communication faite à la Société française de Physique, séance du mai 1912.

émises ne tiennent pas un compte suffisant de l'observation ; ou plutôt elles n'évitent trop souvent d'être contredites par elle qu'en se maintenant dans d'incontrôlables généralités ; aussi, pour éviter ce reproche, ai-je surtout cherché à utiliser en premier lieu les documents obtenus à l'aide des enregistreurs magnétiques.

LES DÉBUTS DES ORAGES MAGNÉTIQUES.

J'ai d'abord étudié la série des diagrammes publiés depuis trente ans par l'Observatoire de Greenwich pour tous les orages un peu notables : je l'avais choisie comme la plus complète alors à ma disposition. Après diverses tentatives infructueuses, sur lesquelles je ne m'étendrai pas, je n'ai pas tardé à remarquer le fait suivant :

On sait que les orages magnétiques — du moins ceux dont la cause n'est pas purement locale — débutent en général brusquement au même instant sur toute la Terre, dans la limite de précision ($\pm 2^m$ des observations). Ces débuts ont, je crois, un particulier intérêt en ce que, survenant après une période de calme souvent complet, ils mettent sans doute davantage en évidence les causes initiales du phénomène. Or le premier mouvement, à Greenwich, s'effectue presque invariablement (exactement 12 fois sur 13) dans la même direction géographique.

Précisons. Les appareils enregistrent les variations de la déclinaison D , de la force horizontale H et de la force verticale V . On constate alors qu'à Greenwich presque tous les orages commencent par un accroissement des trois variables D , H , V : l'aiguille se déplace vers l'ouest en même temps qu'elle est plus vivement sollicitée vers le nord magnétique et vers le nadir — tout cela indépendamment de l'heure ou de la saison, c'est-à-dire de la position du Soleil *fig. 1*. Les rares cas qui paraissent discordants peuvent d'ailleurs trouver dans la forme même des tracés une interprétation suffisante.

Cette invariabilité presque infaillible de la direction des mouvements de début avait déjà, lorsqu'elle m'a frappé, été signalée par M. W. Ellis ⁽¹⁾ ; mais elle était restée à peu près inaperçue, personne n'ayant paru attacher à ce détail une importance spéciale. Le phénomène se retrouve pourtant à Saint-Maur et dans la plupart

(1) *The seasonal variation in magnetic disturbances with other remarks* *M 11 - ly Notices*, t. LXV, 1903, p. 320).

des Observatoires du globe. La direction privilégiée n'est la même que pour les établissements peu éloignés les uns des autres; mais partout il y en a une, attachée aux points cardinaux. On est donc, semble-t-il, en droit d'en conclure que :

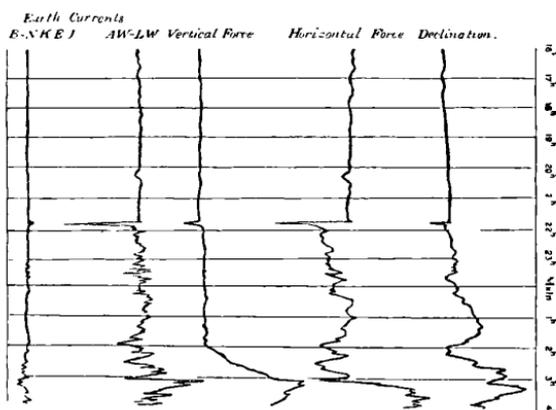


FIG. 1. — Début brusque d'une perturbation magnétique à Greenwich.

La cause directe des perturbations est surtout locale ; liée à la Terre, elle paraît tourner avec elle.

RELATION DES PERTURBATIONS AVEC LES COURANTS TELLURIQUES.

On a depuis longtemps remarqué que les orages magnétiques sont toujours accompagnés de courants telluriques plus ou moins intenses qui, comme eux, ont un regain d'intensité tous les onze ans. Et l'on s'est aussitôt demandé, vu l'invariable simultanéité des deux ordres de phénomènes, si ces courants étaient la cause ou l'effet des perturbations⁽¹⁾. Une cause commune qui engendrerait à la fois les uns et les autres ne saurait guère intervenir que par induction, et un champ magnétique variable qui se superposerait au champ terrestre nous ramènerait à l'une des deux alternatives précédentes. Quoi qu'il en soit, on ne peut aborder sérieusement l'étude des orages magnétiques sans avoir réglé, fût-ce implicitement, cette question

(1) Outre les travaux anciens de BARLOW et LAMONT, on doit surtout citer : ceux d'AIRY (*Phil. Trans. Lond. R. S.*, 1868, p. 471, et 1870, p. 215), S. LEMSTROM (*L'Aurore boréale*, Gauthier-Villars, 1886), W. ELLIS (*Proc. of the L. R. S.*, 1892, p. 191), E.-E. BLAVIER (*Annales télégraphiques*, 1862, 1883 et 1884, *passim*, et *C. R.*, t. XCVIII, 1884, p. 1043).

préliminaire qui est impérieuse. Presque tous les auteurs de théories explicatives supposent cependant le problème résolu, et l'opinion la plus souvent admise aujourd'hui, qui repose principalement sur des résultats négatifs venant de l'insuffisance des installations, consiste à admettre que les courants telluriques sont dus aux variations rapides du champ terrestre.

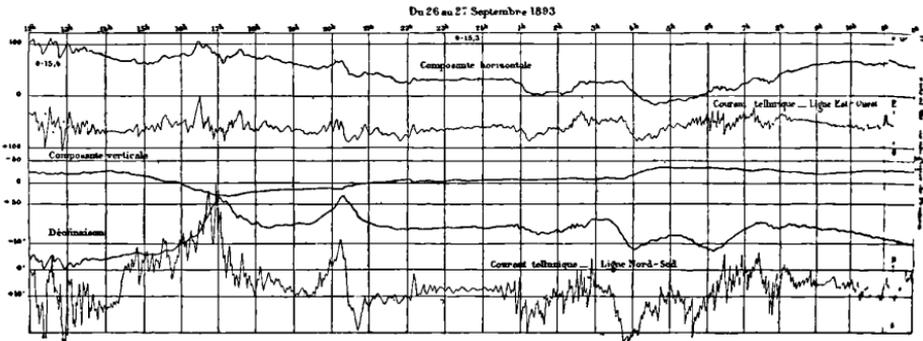


FIG. 2.

J'ai donc dirigé mes recherches de ce côté et, comme les lignes telluriques de Greenwich présentaient diverses imperfections ⁽¹⁾, j'ai examiné les courbes du Parc Saint-Maur obtenues à l'aide de deux lignes d'orientations N.-S. et E.-O. Or celles-ci révèlent un parallélisme tout à fait frappant entre les variations du courant E.-O. et de la force magnétique horizontale d'une part, du courant N.-S. et de la déclinaison d'autre part. Ce parallélisme, qui est général, saute aux yeux sur les courbes qui sont figurées ici (Fig. 2), choisies parmi beaucoup d'autres : il montre évidemment que la loi reliant les deux phénomènes, intensité du courant tellurique et variation du champ terrestre, doit s'écrire :

$$dH = Kdi,$$

K étant un facteur dépendant des unités. On en conclut, à une constante près :

$$H = Ki.$$

(1) Elles étaient orientées d'une manière défectueuse, et en outre la résistance électrique de l'une d'elles est restée mal déterminée, les mesures ayant donné lieu à des écarts considérables que l'on paraît avoir renoncé à élucider.

Cette relation est de même forme que la loi d'Ampère qui régit l'action d'un courant sur un pôle d'aimant : elle est au contraire en opposition avec la loi de l'induction. Plaçons-nous en effet dans cette dernière hypothèse et considérons une courbe sinueuse H (fig. 3) représentant les variations d'une composante magnétique avec le

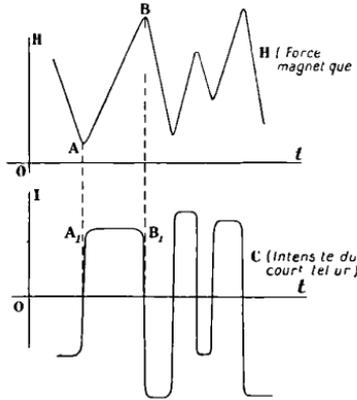


FIG. 3.

temps ; la courbe relative au courant tellurique correspondant devra avoir pour ordonnées les dérivées $\frac{dH}{dt}$ de la première. Aux parties sensiblement rectilignes de H , telles que AB , répondront des portions horizontales A_1B_1 de la courbe dérivée et les maxima ou minima du courant se trouveront aux instants où $\frac{d^2H}{dt^2} = 0$, c'est-à-dire en regard des points d'inflexion de la courbe magnétique ⁽¹⁾, et non pas de ses maxima ou minima ; en un mot les deux courbes n'auront en aucune façon la constante analogie que nous avons relevée.

La loi reliant les deux phénomènes ne peut donc être que celle d'Ampère.

Je me suis ensuite proposé ⁽²⁾ de rechercher si les variations du champ terrestre étaient bien, comme le veut la loi d'Ampère, perpendiculaires à celles du courant et dirigées dans le sens voulu. J'ai

(1) Ou, si l'on préfère, sensiblement au milieu des segments tels que AB .

(2) J. BOSLER, *Comptes Rendus*, 6 février 1911, et aussi Thèse Paris, 1912 (Gauthier-Villars). On trouvera d'ailleurs dans cette thèse le surplus de la bibliographie du sujet.

choisi sur les courbes de Saint-Maur tous les mouvements nets que j'ai trouvés, soit dix-huit en tout, où le synchronisme et la correspondance absolue des éléments à envisager étaient bien assurés. A l'aide des composantes observées, j'ai construit chaque fois les directions du champ perturbateur projeté horizontalement et du courant

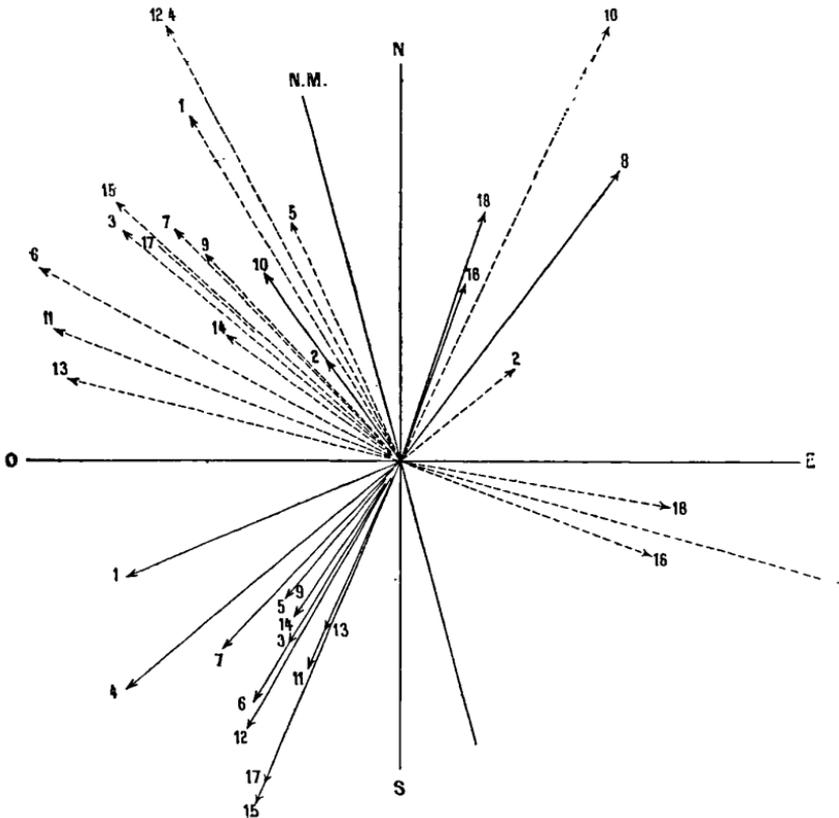


FIG. 4. — Directions comparées du courant tellurique (trait plein) et de la perturbation correspondante (trait pointillé).

simultané. Or l'aiguille s'est constamment dirigée dans le sens exigé par la loi, à gauche du courant *fig. 4*). Dans les quelques cas où la direction de celui-ci a été inusitée, la perturbation l'a suivi voir par exemple les numéros 2, 8, 18, ... de la figure .

Enfin la tendance des angles à se grouper ¹⁾ vers 90° est manifeste

(¹) Leur moyenne est 91°.5.

voir la *fig. 5*, tirée de la précédente), malgré le peu de précision d'une recherche fondée sur les indications de quatre instruments différents, sans parler des nombreuses causes d'erreur inconnues inhérentes à ce genre de travaux.

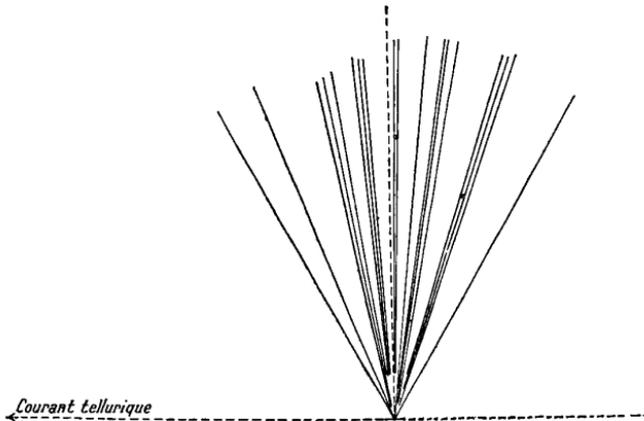


FIG. 5.

La même construction exécutée avec les courbes de Greenwich où les lignes telluriques sont moins bien situées et élargies) a donné des résultats analogues. Nous pouvons donc, croyons-nous, considérer comme établie la perpendicularité des deux vecteurs, ce qui précise beaucoup leur relation.

Il n'y a évidemment pas là une deuxième preuve rigoureuse de l'origine tellurique des perturbations : causés par l'induction, les courants seraient encore perpendiculaires aux variations du champ inducteur. Mais il n'en serait ainsi que dans le cas d'une sphère uniformément conductrice ; à la surface d'un corps aussi diversifié que notre Terre, le flux magnétique tend au contraire à provoquer un courant prépondérant dans le circuit de moindre résistance. La constatation que nous avons faite constitue donc bien, malgré tout, un nouvel argument fort sérieux qui nous permet de considérer comme établie la conclusion suivante :

Les courants telluriques engendrent les perturbations magnétiques de la même façon qu'un courant agit sur un aimant dans l'expérience d'Ærsted.

DIRECTION PRÉDOMINANTE DES COURANTS TELLURIQUES.

Il est naturel que les courants telluriques dépendent de la consti-

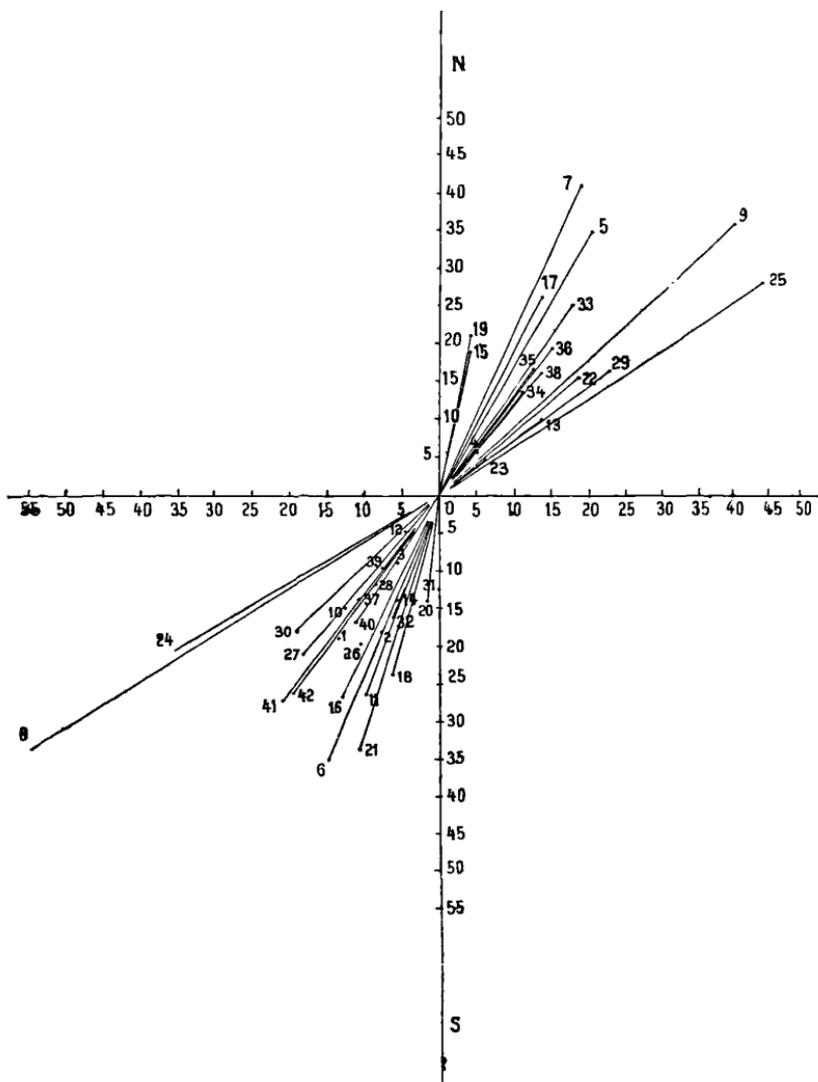


FIG. 6. — Direction des courants telluriques en temps de perturbations.

tution du sol : on doit donc s'attendre à leur trouver une direction prédominante, et l'on remarque aisément sur la *fig. 4* que la majorite

des courants observés circulaient du N.-E. au S.-O. Afin de m'assurer que ce n'était pas là un effet du hasard, j'ai complété la statistique déjà faite en relevant sur les courbes de Saint-Maur une nouvelle série de courants nets, sans m'inquiéter de savoir s'ils correspondaient bien à des perturbations également nettes et utilisables des trois composantes magnétiques ; j'ai pu ainsi porter à 60 le nombre de cas étudiés (1).

Les 42 courants examinés manifestent encore, à 180° près (*fig. 6*), aussi nettement la même prédominance : celle-ci paraît pourtant moins marquée dans le sens du S.-O. (23 vont vers le S.-O., 17 sur le N.-E.) ; mais, comme il ne s'agit ici que de variations des courants, à chaque mouvement dans un sens en correspond, un peu plus tard, un autre plus ou moins lent en sens opposé. Un examen détaillé des courbes montre que, parmi les 42 mouvements, ceux dirigés vers le S.-O. sont en général plus brusques ; ils sont déjà en majorité (23 contre 17) ; il y a donc lieu de tenir le fait signalé pour confirmé. Les courants prédominants en temps de perturbations sont ceux qui, dans un azimut voisin de 40° tendent à aller du N.-E. au S.-O. Or, détail significatif, cette direction est précisément celle qui correspond aux mouvements brusques de début dont nous avons parlé au commencement. Et il en est de même à Greenwich, comme l'inspection des diagrammes de cette station le montre aisément : l'azimut privilégié y est analogue, à 5° près.

Ce n'est pas tout. Même en temps de calme magnétique, des courants, plus faibles il est vrai, circulent dans le sol : ils ont été étudiés dans plusieurs pays et notamment en Angleterre par Walker (2) qui leur a trouvé aussi une direction prédominante — *la même* encore que ci-dessus. Les travaux de Blavier dans la région de Paris et de Wild à Pétersbourg ont confirmé ces faits. Nous arrivons alors à cette importante indication que la direction du courant tellurique en temps troublé coïncide le plus souvent avec celle des courants parcourant l'écorce terrestre en temps normal. Ainsi donc l'idée d'une influence géologique se trouve par là renforcée.

Tout se passe, en somme, comme si les perturbations magnétiques

(1) On conçoit en effet que, si l'on se contente de deux éléments, le nombre des observations soit plus grand que si l'on exige à la fois cinq enregistrements (deux courants et trois champs) : les chances de discordances ou de mauvais tracés s'accroissent alors considérablement.

(2) *Phil. Trans. London R. S.*, t. CLII, 1862, p. 263.

étaient directement causées par des courants telluriques qui suivraient naturellement, dans le sol, les couches de moindre résistance. La Terre semble comparable à une sphère de bois munie de quelques tours de fil de cuivre. Qu'un courant vienne à parcourir le fil, et les points de la sphère voisins de celui-ci subiront une action magnétique d'autant plus intense qu'ils en seront plus rapprochés, exactement comme dans l'expérience d'Ørsted rappelée plus haut.

SUR UNE CAUSE COSMIQUE POSSIBLE DES PERTURBATIONS TELLURIQUES
ET MAGNÉTIQUES.

Nous sommes resté jusqu'ici sur le terrain solide des faits observés et nous en avons déduit que les courants terrestres constituaient le phénomène primitif sur lequel doit désormais se porter l'attention. Nous allons voir à présent s'il ne serait pas possible d'imaginer quelque hypothèse simple permettant de les expliquer.

Bien des actions chimiques, thermoélectriques, électrocapillaires même peuvent être invoquées dans ce but, mais l'étroite liaison de ces courants avec les éruptions solaires, la période undécennale vérifiée, pour eux comme pour les taches, donnent à penser que c'est dans le Soleil qu'il faut chercher tout au moins une des causes initiales de leur production. Cette idée s'impose même quand on songe aux multiples exemples où une grande tache à transformations rapides a paru agiter tout particulièrement nos boussoles. Nous savons que des champs magnétiques ont pu être reconnus avec certitude dans le Soleil. Leur ordre de grandeur ne suffirait pas, il est vrai, à rendre compte des orages magnétiques ; mais un champ trop faible pour être directement mesurable peut fort bien, par ses variations, induire dans un très vaste circuit — tel qu'un grand cercle terrestre — un courant capable d'influencer des appareils placés tout près de lui.

Prenons un exemple concret. Considérons un circuit métallique (*fig. 7*) de forme circulaire, de rayon R , de section transversale s et de résistivité ρ ; supposons que le flux d'induction embrassé par ce circuit varie avec le temps (T étant la période) et soit de la forme :

$$B = B_0 \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

Nous aurons alors, pour la force électromotrice élémentaire e ,

l'équation suivante tirée de la loi de l'induction :

$$2\pi R e = -\pi R^2 \frac{dB}{dt}$$

ou

$$e = -\frac{R}{2} \frac{dB}{dt}$$

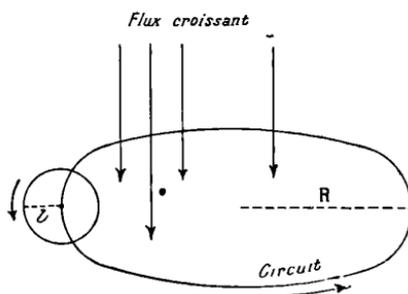


FIG. 7.

D'autre part, i étant l'intensité du courant, on a d'après la loi d'Ohm :

$$e = \rho \frac{i}{s}$$

On en tire :

$$i = -\frac{Rs}{2\rho} \frac{dB}{dt} = -\frac{\pi R s B_0}{\rho T} \cos 2\pi \frac{t}{T}$$

Le circuit considéré est alors susceptible d'exercer, en un point rapproché, situé à une distance l , une action magnétique (loi de Biot et Savart) :

$$h = \frac{2i}{l} = \frac{2\pi R s B_0}{l \rho T} \cos 2\pi \frac{t}{T}$$

Les lignes de force sont des cercles entourant complètement le circuit et les effets correspondant à un flux exciteateur donné, proportionnels à la longueur $2\pi R$ du conducteur, croissent en raison inverse de l . C'est ainsi qu'avec un câble télégraphique en cuivre, de résistivité 1600, d'une longueur totale de 8.000 kilomètres et d'une section de 0,25 cm², une brusque variation magnétique d'origine extérieure de 10^{-4} C. G. S. s'effectuant, par exemple, en une période de 10 secondes provoquera, à 1 mètre du câble, un champ magnétique

d'amplitude :

$$h_0 = \frac{8000 \times 10^5 \times 0,25 \times 10^{-4}}{100 \times 1600 \times 10} = 0,0125 \text{ C. G. S.},$$

soit 125 fois plus forte que celle du champ excitateur. Un phénomène magnétique inobservable directement devient alors, grâce à l'intermédiaire du conducteur, des plus aisés à reconnaître.

Cela posé, supposons maintenant que le champ magnétique terrestre contienne un terme provenant d'une éruption solaire de matière électrisée et de la forme

$$H = a \sin 2\pi \frac{t}{T}.$$

L'induction magnétique provoquée, au travers d'une sphère de perméabilité μ , par un champ uniforme H a pour valeur $\frac{3\mu}{\mu+2} H$. La force électromotrice par unité de longueur est :

$$e = -\frac{R}{2} \frac{3\mu}{\mu+2} \frac{dH}{dt} = -\frac{\pi Ra}{T} \frac{3\mu}{\mu+2} \cos 2\pi \frac{t}{T}.$$

C'est cet élément qui est donné directement par les observations des **courants** terrestres.

Le facteur $\frac{3\mu}{\mu+2}$ est nécessairement compris entre 1 et 3 ; nous admettons avec M. Birkèland ⁽¹⁾ que μ ait une **valeur voisine** de 2, ce qui revient à poser $\frac{3\mu}{\mu+2} = 1,5$. En ce qui concerne a et T, bien des hypothèses sont assurément permises : proposons-nous, par exemple, de chercher à justifier un double mouvement dans la courbe tellurique d'une durée totale de dix minutes, cas qui est un des plus fréquents. Si U est le volume de la protubérance ionisée envisagée, et v sa vitesse inclinée d'un angle θ sur le rayon vecteur, n le nombre de centres de charge e par unité de volume, la charge totale sera neU , et le champ H produit à la distance d de la terre par l'éruption aura pour valeur :

$$H = \frac{neUv \sin \theta}{d^2}.$$

⁽¹⁾ *The Norwegian Aurora Polaris Expedition, 1902-1903* (Paris, Klincksieck, 1908, p. 237.

Pour fixer les idées, admettons que le diamètre de la masse en mouvement soit 5 fois celui de la Terre, sa vitesse 100 kilomètres par seconde, ce qui n'a rien d'inusité ; supposons qu'il y ait un excès de centres d'un même signe de 10^3 par centimètre cube (¹), nous aurons, si $\theta = \frac{\pi}{2}$:

$$H = \frac{10^3 \times 1,5 \cdot 10^{-20} \times 125 \cdot 1,1 \cdot 10^{27} \times 10^7}{(1,5 \cdot 10^{13})^2} = 10^{-5} \text{ environ.}$$

Ce champ échapperait évidemment à nos magnétomètres. Donnons encore à a une valeur dix fois moindre que celle-là, ce qui revient à admettre qu'en cinq minutes une variation de 10 0/0 dans un des éléments du phénomène vienne à avoir lieu — par exemple dans la direction de l'éruption, dans sa forme, sa vitesse ou dans le nombre des ions qu'elle renferme. Nous en déduisons, d'après une formule précédente, pour l'amplitude de la force électromotrice tellurique engendrée

$$\frac{20 \cdot 10^8 \times 10^{-6}}{600} \times 1,5 = 5 \text{ C. G. S.,}$$



FIG. 8.

soit 0,005 volt par kilomètre. A l'échelle des courbes de Saint-Maur ($1^{\text{mm}} = 0^{\text{v}},001$; $1^{\text{cm}} = 1^{\text{u}}$), on obtiendrait la courbe ci-dessus *fig. 8* que l'on peut comparer à celles de la *fig. 2*. Un mouvement analogue des enregistreurs magnétiques s'ensuivrait par contre-coup, puisque l'échelle des graphiques est sensiblement pareille. Nous devons d'ailleurs noter que, même si le champ cosmique inducteur dépassait quelque peu la valeur minima perceptible aux instruments, on ne s'en apercevrait pas, car l'effet indirect beaucoup plus intense dû au courant tellurique suffirait à le masquer.

Il résulte de ce qui précède une cause possible et qui n'avait, je

¹) C'est le nombre moyen trouvé par sir J.-J. Thomson dans ses recherches sur le dénombrement des ions dans les gaz ionisés (*Ions, Electrons, Corpuscules*, Paris, Gauthier-Villars, 1905, p. 878) ; H.-A. Wilson, dans la décharge électrique, on a trouvé $2 \cdot 10^7$ à $8^{\text{mm}},5$ de pression (*Phil. Mag.*, 6^e série, t. IV, 1902, p. 608).

crois, pas encore été envisagée, de la production des perturbations magnétiques. Le mécanisme indiqué est d'autant plus aisé à concevoir qu'aux époques de maxima des taches les protubérances et les facules sont nombreuses et leurs effets peuvent s'ajouter : des fluctuations isolément inefficaces deviennent alors appréciables. Les observateurs s'accordent d'ailleurs tous pour reconnaître que ce ne sont pas les plus grandes taches ou protubérances qui paraissent troubler le plus fortement nos instruments, mais surtout celles à transformations très rapides ; cette importance particulière des changements brusques dirige naturellement la pensée vers l'idée de phénomènes d'induction.

Ainsi donc, deux circonstances interviendraient pour nous rendre sensibles les effets magnétiques des éruptions solaires. D'une part nous sommes tout près de la nappe de courant, cause directe des perturbations. D'un autre côté les vastes dimensions du Globe lui permettent d'embrasser une portion notable du flux troublant et d'en concentrer pour ainsi dire l'action à sa surface. L'énergie totale en jeu, lors d'un orage magnétique serait alors loin d'atteindre, dans la réalité, les valeurs considérables qu'on lui attribuait autrefois, puisque le champ directement perturbateur aurait son siège, non plus dans le Soleil, mais sous nos pieds ; l'argument célèbre de Lord Kelvin (1) serait ainsi tourné. On trouverait là un nouvel exemple dans la Nature de causes en elles-mêmes fort petites qui, grâce à l'ordre de grandeur des corps soumis à leur influence, deviennent capables d'effets relativement puissants et parfois grandioses.

Malgré la vraisemblance que me paraît avoir l'hypothèse développée ici, je ne prétends cependant pas qu'elle exclut toutes les autres qui aient été proposées. Il n'est assurément pas impossible, par exemple, que des corpuscules chargés venant du Soleil soient conduits dans nos régions polaires par les lignes de force du champ terrestre : les décharges qui s'ensuivraient provoqueraient évidemment des courants variables en chaque lieu et, partant, des orages magnétiques. L'avenir, espérons-le, nous permettra d'élucider définitivement tous

(1) Discours à la Société Royale de Londres. *Nature*, t. XLVII, 1892, p. 107. — On se rappelle que lord Kelvin jugeait invraisemblable toute influence magnétique du Soleil sur la Terre, la dépense d'énergie ainsi nécessitée étant trop considérable.

DEVAUX. — FIXATION DES FIGURES D'ÉVOLUTION DE L'HUILE 891
ces problèmes. Je crois cependant avoir montré qu'on ne saurait se passer, pour expliquer les perturbations magnétiques, de l'intermédiaire obligé des courants telluriques qui constituent, dans la question, un élément primordial.

SUR UN PROCÉDÉ DE FIXATION DES FIGURES D'ÉVOLUTION DE L'HUILE
SUR L'EAU ET SUR LE MERCURE⁽¹⁾;

Par M. HENRI DEVAUX.

Au cours de mes recherches sur les lames minces de l'huile et d'autres substances ⁽²⁾, j'ai été amené à prévoir, en 1904, que le papier devait *s'imbiber beaucoup plus facilement par l'eau s'il est taché d'huile que s'il ne l'est pas*.

L'expérience, tentée aussitôt, a vérifié mes prévisions, quelque paradoxales que parussent celles-ci à première vue. Les moindres taches huileuses faites sur un papier que l'on trempe dans l'eau s'imbibent aussitôt beaucoup mieux que le reste de la feuille.

J'aurai plus tard à revenir sur ce fait singulier. Pour le moment, je veux seulement montrer ici comment cette propriété curieuse du papier a été mise à profit pour prendre des empreintes de lames d'huile en évolution et ⁽³⁾ pour en faire des pseudo-photographies.

Principe de la méthode. — Si au lieu d'eau pure on emploie une solution aqueuse d'une matière colorante quelconque, celle-ci imprègne aussi de préférence les endroits huilés d'une feuille de papier. Mettons par exemple de l'encre dans une cuvette à photographie ou dans une assiette, et posons une feuille de papier, tachée d'huile, à sa surface. L'encre pénètre aussitôt de préférence les taches, si bien

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 19 avril 1912. — Des additions importantes à cette communication ont été portées ici, spécialement en ce qui concerne les lames d'huile sur le mercure.

² H. DEVAUX, *Recherches sur les lames très minces liquides ou solides Proc.-Verb. Soc. Sc. phys. de Bordeaux*, novembre 1903 ; *Membranes de coagulation par simple contact de l'albumine avec l'eau (Proc.-Verb. Soc. Sc. phys. de Bordeaux*, janvier 1904) ; *Comparaison de l'épaisseur critique des lames très minces avec le diamètre théorique de la molécule Proc.-Verb. Soc. Sc. phys. de Bordeaux*, avril 1904) ; *De l'épaisseur critique des solides et des liquides réduits en lames très minces (J. de Phys.*, juin 1904).

³ Voy. H. DEVAUX, *Recherches sur les lames d'huile étendues sur l'eau J. de Phys.*, ce vol., p. 699).

qu'en lavant immédiatement la feuille à grande eau, on a une silhouette noire de tous les points où il y avait de l'huile, tandis que partout ailleurs le papier s'est à peine teinté.

La même expérience réussit avec de l'encre de Chine ou avec de vraies dissolutions.

L'huile agit donc comme un véritable mordant pour le papier, à l'égard de l'encre et des couleurs dissoutes dans l'eau.

Application aux lames d'huile. — Déposons une goutte d'huile sur l'eau. Tandis qu'elle s'étale en suivant son évolution particulière, avec teintes chromatiques, taches noires et finalement globules ¹⁾, nous appliquons sur elle une feuille de papier blanc. Cette application, faite d'un mouvement rapide et régulier, ne produit aucune perturbation : l'huile se colle à mesure au papier, aux places mêmes qu'elle occupait, de telle sorte que le voile huileux tout entier se trouve immobilisé dans la figure d'évolution qu'il avait atteinte. C'est une véritable empreinte de cette figure d'évolution, c'est-à-dire d'une phase fugitive et complexe, et cette empreinte se fait en une ou deux secondes.

Si on laisse alors un instant la feuille sur l'eau, on voit que partout où il existait des gouttes ou des parties assez épaisses d'huile, l'eau pénètre et rend le papier translucide. On entrevoit dès lors l'empreinte dès ce moment-là ; mais il est inutile d'attendre cette imbibition.

Il faut au contraire retirer la feuille de papier et la sécher immédiatement avec du papier buvard, puis avec un fer chaud. Cette opération de dessiccation est essentielle ; on pose ensuite la feuille sur de l'encre placée dans une cuvette, en la relevant par instants pour bien chasser les bulles d'air qui pourraient s'interposer. On surveille en même temps la pénétration de l'encre. Cette pénétration demande de cinq à soixante secondes, et quand elle semble suffisante, on porte la feuille sous un fillet d'eau pour enlever rapidement tout ce qui n'a pas pénétré le papier. Aussitôt après, il faut sécher au papier buvard pour empêcher le délayage de l'empreinte. On peut à la fin terminer le séchage en passant légèrement au fer chaud.

Cet ensemble d'opérations est très rapide, de sorte qu'en quelques minutes on possède sur le papier une silhouette très fidèle de la lame d'huile, saisie sur l'eau en pleine évolution.

(¹) H. DEVAUX, *Recherches sur les lames d'huile* (*loc. cit.*, p. 699).

Pseudo-photographies. — Dans cette silhouette à l'encre, les parties huilées sont noires tandis qu'elles étaient brillantes sur l'eau. Au contraire, les parties non huilées, ou bien celles qui n'ont reçu que la pellicule extrêmement mince d'huile correspondant à la tache noire (1) sont presque blanches, tandis qu'elles étaient sombres sur l'eau. La silhouette est donc un *négatif* de la lame d'huile. Mais il est facile de la transformer en *positif*.

Il suffit d'appliquer la silhouette, à la façon d'un négatif ordinaire, sur une feuille de papier sensible, dans un châssis, et d'exposer le tout à la lumière. On obtient alors une véritable *pseudo-photographie* qui ressemble singulièrement à une photographie véritable.

Cette pseudo-photographie est du reste aussi fidèle qu'une vraie photographie, puisqu'elle correspond à une empreinte de la lame elle-même sur le papier, avec tous ses détails.

Mais c'est une photographie *en vraie grandeur*, un véritable fac-similé. L'huile y forme un dessin clair sur un fond sombre. Les tons dus à l'huile sont d'autant plus voisins du blanc que l'huile était plus abondante, si bien que les gouttelettes paraissent comme des points tout à fait blancs.

Le fond sombre général correspond au contraire à l'eau pure, ou plus exactement à l'eau recouverte de la très mince couche d'huile qui occupe les taches noires ou la surface entre les globules une fois l'état stable atteint (2).

Choix du papier et de l'encre. — Comme on pouvait s'y attendre, la nature du papier et celle de l'encre jouent un rôle dans la prise de l'empreinte. Certains papiers, en particulier ceux collés à la gélatine, ne s'y prêtent absolument pas. Mais la plupart des types de papier blanc ordinaire, dit papier écolier, donnent des résultats très satisfaisants ; le choix est facile par chaque opérateur.

Il en est de même de l'encre : j'ai adopté comme donnant de bons résultats une encre dite communicative (encre violet noir communicative d'Antoine).

Lames d'huile formées sur le mercure. — On sait que l'huile s'étend sur le mercure comme elle le fait sur l'eau. J'ai observé qu'elle y donne aussi des figures d'évolution très analogues et en particulier qu'il y apparaît des taches noires. Tout dernièrement j'ai

¹ H. DEVAUX, *loc. cit.*, 1912, p. 701.

² *Ibid.*, p. 699 et 713.

pu obtenir des lames très belles de trioléine, d'huile de ricin, d'acide oléique (*fig. 2*), d'huile de lin, etc.

L'empreinte de ces lames peut être saisie encore plus facilement qu'avec les lames posées sur l'eau, les opérations étant abrégées, puisque la phase du séchage après l'empreinte est supprimée.

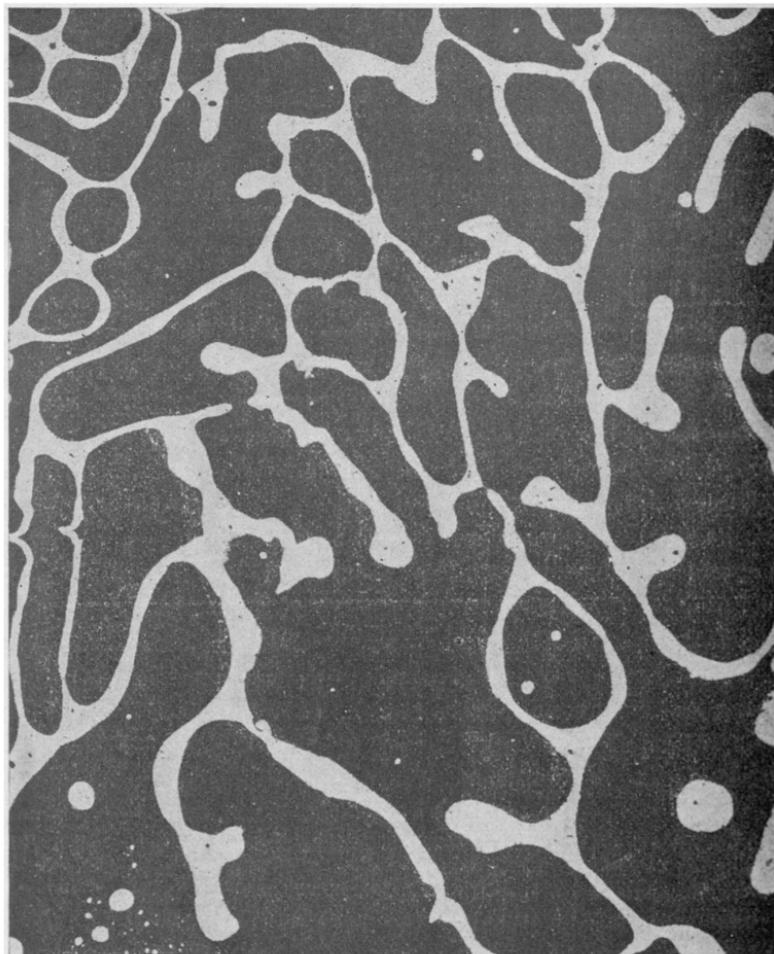


FIG. 1. — Épais réseau produit à la longue par une très grosse goutte de trioléine déposée sur l'eau. Quelques fines gouttelettes sont restées sur les taches noires.

Reproduction en zincogravure. — Comme on peut obtenir des positifs sur papier, on peut aussi obtenir des clichés en vue de la zinc-

gravure. C'est ainsi que la figure de lame d'huile du mémoire précédent (1) a été obtenue, une silhouette à l'encre ayant servi de négatif. Il en est de même des figures données ici même.

La *fig. 1* représente un état d'évolution très avancé d'une très grosse goutte d'huile sur l'eau. La lame produite s'est transformée en bandes très épaisses, disposées en réseau irrégulier et entourant de gigantesques taches noires (2).

La *fig. 2* représente deux silhouettes différentes, juxtaposées pour permettre de faire des comparaisons. Les gouttelettes y paraissent comme des points blancs, les lames comme des parties plus ou moins claires, les taches noires et le fond y sont très sombres.

Sensibilité du procédé. — Ce procédé de révélation des marques huileuses fixées sur un papier est d'une sensibilité extraordinaire à laquelle j'étais loin de m'attendre. Des couches d'huile qui, sur l'eau ou sur le mercure, n'avaient que $\frac{1}{1.000}$, $\frac{1}{10.000}$ de millimètre, ou moins encore, et étaient absolument invisibles une fois fixées sur le papier (après dessiccation), deviennent tout à fait manifestes après le passage à l'encre.

C'est ce que montre en particulier la *fig. 2*, qui représente deux lames juxtaposées d'acide oléique formées sur le mercure.

Dans la figure de gauche, la lame huileuse avait une teinte chamois brun passant au violet qui correspond, je crois, à une épaisseur d'environ 90 $\mu\mu$ (3).

Dans la lame de droite, la lame était plus épaisse, elle avait une teinte gris blanc bleuâtre qui correspond à une épaisseur d'environ 140 $\mu\mu$ (4). Comme on le voit, des épaisseurs d'huile se chiffrant en dix-millièmes de millimètre donnent ici des empreintes très fortes, et la teinte obtenue est d'autant plus marquée que l'épaisseur d'huile était plus grande.

1) *Loc. cit.*, 1912, p. 700.

(2) DEVAUX, *loc. cit.*, 1912, p. 700.

(3) Cette figure était destinée au mémoire précédent, c'est à elle que se rapporte l'indication portée à la dernière ligne de la page 714 et non à la *fig. 5*.

(4) Je ne donne ces évaluations d'épaisseurs qu'à titre d'indication. D'une part, en effet, il est extrêmement difficile d'établir la concordance des teintes interférencielles des lames d'huile (surtout celles faites sur le mercure) avec les teintes données par une lame d'air. D'autre part, on sait qu'il se produit une variation de phase dans la réflexion de la lumière, dans les conditions réalisées ici, variation inconnue, qui dépend de l'incidence et d'autres causes mal connues [voy. VINCENT, *les Couches de passage et le Rayon d'activité moléculaire (Revue générale des sciences*, 15 juin 1899, p. 425)].

Il y a donc une certaine gradation du mordantage du papier par l'huile, gradation qui est en rapport avec l'épaisseur de la lame fixée. Mais il n'y a pas, semble-t-il, proportionnalité avec l'épaisseur, autant du moins que j'ai pu m'en rendre compte.

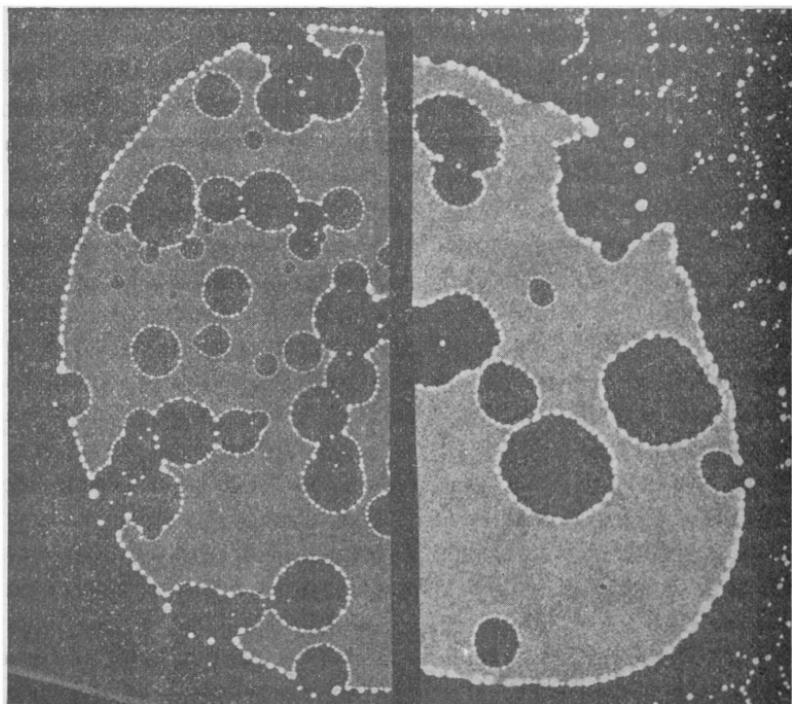


FIG. 2. — Deux lames d'acide oléique formées isolément sur le mercure. -- La lame de gauche avait une couleur chamois brun passant au violet (épaisseur $90 \mu\mu$?). Celle de droite était gris blanc bleuâtre (épaisseur $140 \mu\mu$)? L'encrage pour les deux a duré exactement 60 secondes.

Les différences de mordantage sont plus sensibles pour les épaisseurs très minimales, telles que celles qui caractérisent les teintes d'interférences de premier ordre, c'est-à-dire pour des épaisseurs d'huile de 50 à $200 \mu\mu$.

Révélation des épaisseurs moléculaires. — J'ai cherché à voir si le procédé serait assez délicat pour révéler, par une différence de teintes après encrage, la couche d'huile excessivement mince (2 à

3 $\mu\mu$) qui subsiste encore sur l'eau entre les globules d'huile quand celle-ci est en excès. Autrement dit j'ai cherché à rendre visible, avec l'encre, la pellicule formant la tache noire, pellicule que l'œil ne peut distinguer de l'eau pure par un éclat particulier (1).

Une surface d'eau, contenue dans une cuvette rectangulaire, a reçu une goutte d'huile assez grosse, c'est-à-dire de plusieurs millimètres cubes. Elle s'est étendue en une lame qui, finalement, a donné une multitude de fines gouttelettes.

J'ai alors déposé en travers de la surface un fil à coudre très fin, paraffiné, portant deux petits contrepoids pour le tendre, et j'ai pris soin de bien appliquer ce fil au contact de l'eau. J'ai ainsi obtenu une *barrière capillaire* partageant la surface de l'eau en deux parties



FIG. 3.

égales. Alors, en posant une feuille de papier mince sur une de ces moitiés, j'ai enlevé l'huile qui l'occupait, en répétant l'opération pour enlever les dernières traces. Il en est résulté, d'un côté, une surface fortement huilée, avec lame noire au maximum d'épaisseur (puisqu'elle était en équilibre avec des globules en excès), et, de l'autre, une surface d'eau pure, tirant fortement sur le fil. Je ne pouvais distinguer à l'œil aucune différence d'éclat entre les deux surfaces, de sorte que, sauf l'existence des nombreux globules brillants qui occu-

(1) Sur les pellicules d'eau de savon, la lame noire réfléchit la lumière, mais si faiblement qu'il n'est pas étonnant que l'éclat propre de la lame noire des huiles soit noyé dans celui de l'eau ou du mercure qu'elle recouvre.

paient l'une d'elles, elles semblaient identiques. Il en était de même au nicol en incidence brewstérienne.

J'ai appliqué alors une feuille de papier blanc sur l'ensemble, ce qui m'a permis d'obtenir une empreinte simultanée des deux surfaces, et de la révéler par encrage, comme nous l'avons expliqué ci-dessus. C'est cette empreinte qui a servi de négatif pour obtenir la *fig. 3*.

On voit sur cette figure ⁽¹⁾ que le fond noir entre les globules occupant la surface huilée est manifestement moins sombre que le fond uniformément noir de la surface d'eau sans huile. La couche d'huile formant la tache noire a donc manifesté son effet, malgré sa minceur (2 à 3 μ) : c'est la preuve directe que *même des épaisseurs de couches monomoléculaires d'huile peuvent encore agir sur le papier pour favoriser la pénétration de l'encre* ⁽¹⁾.

Toutefois je dois dire que les différences, si évidentes dans le cas actuel, ont été bien moins marquées dans d'autres expériences.

Néanmoins il est bien certain que nous sommes ici en présence d'action d'une délicatesse remarquable, et il est probable que l'on pourra en tirer des conséquences intéressantes ; j'espère montrer plus tard, en tous cas, quelques applications du procédé d'empreintes.

Je dois, en terminant, signaler le fait que j'ai pu obtenir très facilement une série de clichés positifs sur verre de l'évolution d'une goutte d'huile sur l'eau, ce qui m'a permis de montrer cette évolution aux membres de la Société de Physique sous forme de projections (séance du 19 avril 1912). J'avais auparavant, à la séance de Pâques, montré de nombreuses pseudophotographies des mêmes lames.

Bordeaux, le 22 octobre 1912.

(1) La trace de la ligne horizontale qui traverse la figure n'est qu'un accident provenant d'un pli du négatif.

LA MESURE DES TEMPÉRATURES ÉLEVÉES PAR LE THERMOMÈTRE A GAZ (1) ;

Par MM. ARTHUR DAY et ROBERT SOSMAN (Institut Carnegie, Washington).

DÉTERMINATION DES POINTS FIXES PAR RAPPORT A L'ÉCHELLE
DU THERMOMÈTRE A GAZ.

Après avoir détaché les couples thermométriques du réservoir, on s'empresse de déterminer leur force électromotrice aux points fixes dans les métaux ou dans les sels fondus, choisis à cet effet.

Les observations des couples effectuées dans ces circonstances sont affectées des mêmes corrections que dans les comparaisons avec le thermomètre à gaz.

L'altération des fils par les vapeurs métalliques se présente aussi aux températures supérieures à 1 100° et devient fort gênante pour la détermination des points du nickel, du cobalt et du palladium. Dans ce cas, l'altération n'est pas due aux vapeurs d'iridium ou de rhodium, mais à celles du métal en fusion ou, lorsqu'on opère dans une atmosphère d'hydrogène, aux produits de réduction de la silice.

En présence d'hydrogène, la silice se réduit et s'allie au métal, qui est contaminé. On peut obvier à cet inconvénient en isolant les fils du couple à l'aide de porcelaine émaillée, au lieu d'employer des tubes de magnésie non couverte; mais on introduit par là même une incertitude en exposant le métal du bain à la contamination par l'émail de la porcelaine.

Ces circonstances troublent l'observation des points fixes du nickel et du cobalt. Quant au palladium, qui peut être fondu à l'air, on n'a pas à craindre la contamination de ce métal par la silice, mais celle du couple par les vapeurs du palladium.

Pour ne pas exposer tous les couples au risque de la contamination par l'observation directe des points fixes, on jugea préférable d'effectuer cette détermination sur un ou deux couples seulement et de comparer ensuite ceux-ci à tous les autres.

Après un premier essai de comparaison dans un bain d'argent, nous nous arrêtâmes au procédé suivant qui consiste simplement à établir le contact des fils de platine et de ceux de platine rhodié des couples à comparer, et à déterminer la petite différence de potentiel

1) Voir ce volume, pp. 727 et 831.

de chaque paire à différentes températures. Les différences entre les couples à ces mêmes températures se déduisent des différences observées par simple addition algébrique. Cette méthode offre le grand avantage de n'exiger ni une connaissance exacte, ni une constance rigoureuse de la température, les différences en question dépassant rarement quelques microvolts. À 1500°, les comparaisons peuvent être effectuées très rapidement dans la flamme du chalumeau à gaz qui, bien réglé, donne une température constante à 20° près.

Tous les points de fusion des métaux dont il est question ici, excepté celui du palladium, ont été observés dans un four cylindrique vertical, traversé d'un bout à l'autre par un tube de porcelaine émaillé. Ce tube pouvait être fermé en bas et en haut de manière à permettre un contrôle rigoureux de l'atmosphère environnant le métal fondu. Nous fîmes quelques essais en plaçant le four dans une bombe hermétique dans laquelle la pression pouvait être réduite à 1 millimètre, mais nous ne les continuâmes pas, parce qu'on obtient plus simplement un résultat équivalent en maintenant dans le tube traversant la région chaude une atmosphère artificielle soit neutre, soit réductrice.

L'inconvénient principal de cette disposition est la variation rapide de la température dans la direction de l'axe du four. Comme la zone centrale de température uniforme est peu étendue, il importe de régler avec soin la position du creuset dans la région de température constante.

Par la fixation et la reproduction de l'échelle thermométrique, il est désirable que les points choisis satisfassent aux conditions suivantes :

1° Reproductibilité rigoureuse de la température dans des déterminations répétées sur le même échantillon de matière et avec divers échantillons préparés indépendamment. Autrement dit le métal ou le sel doit pouvoir être obtenu parfaitement pur ou avec une impureté constante de même nature et de même titre ;

2° Les points fixés doivent être indépendants des conditions expérimentales particulières. Le point de fusion du métal doit, par exemple, être net et bien défini, de sorte qu'il fournisse la même température quel que soit le genre du four employé et le régime de l'échauffement ;

3° Commodité et sécurité de manipulation. Un point de fusion exigeant une préparation trop minutieuse ne saurait devenir d'un usage pratique, même s'il présente toutes les garanties désirables. Il im-

porte en outre que la substance employée ne puisse pas endommager l'instrument à étalonner.

Nous n'avons étudié la reproductibilité des points fixes que sur un petit nombre d'échantillons d'origines différentes en nous assurant que tous les métaux utilisés à cet effet peuvent être obtenus à un état de pureté suffisante ou avec des impuretés constantes assez faibles pour que les variations de leurs points de fusion restent comprises dans les limites d'erreur de l'échelle elle-même. MM. Waidner et Burgess ont fait récemment des comparaisons entre divers échantillons de zinc pur, d'antimoine et de cuivre et n'ont pas constaté de différences supérieures à $0^{\circ},3$. Nos expériences nous ont conduit au même résultat. Tous les métaux utilisés dans le présent travail peuvent être obtenus aux sources ordinaires. Ils ont été analysés avec soin par M. le D^r E. Allen, dont les résultats sont indiqués plus bas (p. 905).

L'influence des conditions expérimentales sur les points de fusion a fait l'objet de diverses expériences dans lesquelles nous avons employé deux fours dont l'un avait 63 millimètres de diamètre intérieur et 130 millimètres de longueur et l'autre 55 millimètres de diamètre intérieur et 230 millimètres de longueur. La région de température uniforme étant sensiblement plus étendue dans le deuxième four que dans le premier, la position du creuset n'était pas aussi étroitement limitée. Le contrôle définitif de la bonne position du creuset était fourni par la concordance des points de fusion et de solidification. Une différence notable entre ces deux points est attribuable à une cause extérieure. Voici les conclusions pratiques que l'on peut tirer de nos expériences : 1° les dimensions les plus convenables de la charge métallique du creuset sont 25 millimètres environ de diamètre et 43 millimètres de profondeur ; 2° le tube de protection du couple doit être à environ 5 millimètres au-dessus du fond du creuset ; 3° il y a dans le four une région dans laquelle les points de fusion et de solidification concordent et sont indépendants du régime d'échauffement et, dans certaines limites, de la profondeur d'immersion du couple. Il est nécessaire de déterminer expérimentalement cette position. Le creuset occupant cette position, les points du zinc, de l'antimoine, de l'argent, de l'or et du cuivre peuvent être obtenus constamment à $0^{\circ},2$ près. En employant des masses de métal plus considérables, avec agitation, MM. Waidner et Burgess ont reproduit régulièrement le point du zinc avec une approximation de 0,1 de degré.

M. White a démontré que les températures de fusion des deux silicates, diopside et anorthite, qui font partie des points fixes de notre échelle, sont reproductibles à 1° près, indépendamment de la masse employée et du régime de l'échauffement. Quant à la commodité de l'emploi, c'est sans contredit le zinc et l'or qui offrent les plus grands avantages, car ils peuvent être fondus à l'air et leurs températures de fusion sont faciles à atteindre. L'antimoine, l'argent et le cuivre exigent une atmosphère d'oxyde de carbone. Il convient de donner un soin particulier à la préparation du point du cuivre, à cause de l'influence considérable de très petites quantités d'oxyde sur la température de fusion. L'oxyde de carbone employé dans nos expériences pour l'observation des points de l'antimoine, de l'argent, de l'or et du cuivre était préparé en faisant tomber goutte à goutte de l'acide formique dans de l'acide sulfurique concentré chaud. Le gaz était ensuite purifié par son passage dans de la soude caustique, du nitrate de plomb et de l'acide sulfurique.

Les deux silicates (diopside et anorthite) sont d'une manipulation très commode lorsqu'on dispose d'un four bien isolé, permettant d'atteindre facilement les températures de fusion (1 391°, 1 550°).

La détermination du point du palladium éprouve le four en obligeant d'élever la température du fil de chauffe près de sa limite d'endurance, mais le palladium a l'avantage de ne pas exiger une atmosphère réductrice. Il est bon toutefois de protéger avec soin le couple contre la contamination des vapeurs métalliques.

Le nickel et le cobalt étaient fondus dans une atmosphère d'hydrogène obtenu par électrolyse, purifié et séché par le pyrogallate de potasse et l'acide sulfurique.

La grande différence de densité de l'hydrogène chauffé à 1 450° et de l'air oblige à prendre des précautions minutieuses pour prévenir les rentrées d'air dans le four. Un instant avant d'introduire le couple dans le métal fondu, on déplaçait l'hydrogène par de l'azote pur débarrassé de toute trace d'hydrogène. Le remplacement a pour but d'éviter la contamination du couple qui se produit toujours dans une atmosphère d'hydrogène. Ces diverses opérations compliquent l'observation des points du nickel et du cobalt, que l'on ne saurait recommander que dans les cas où la précision des points des silicates ne serait pas jugée suffisante.

L'appareil employé pour la détermination des points du nickel et du cobalt est reproduit par la *fig. 11*.

Le tube de porcelaine émaillé extérieurement occupant le centre du four est fermé à sa partie supérieure par une capsule de bronze qui s'y engage et que traversent les tubes de protection du couple et deux autres tubes servant à l'introduction de l'hydrogène. On fixe ces

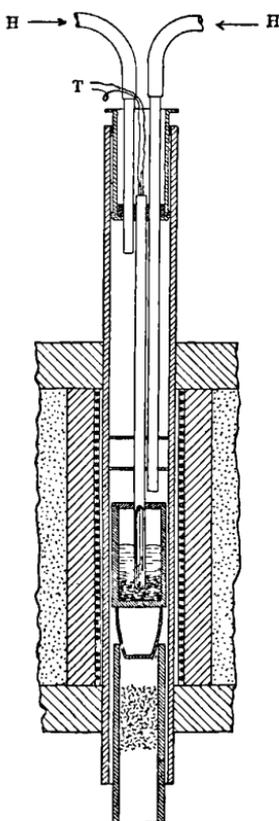


Fig. 11. — Four employé à la détermination du point du nickel et du cobalt. La figure indique les positions respectives du métal par rapport au fil de chauffe et du couple T et la disposition des tubes destinés à produire un courant d'hydrogène et d'azote.

tubes en versant du métal à souder dans la capsule. Le tube de porcelaine se prolonge au-dessus du four assez pour que le bronze reste froid. Une rainure pratiquée près de la base de la capsule sert à retenir un cordon d'amianté qui s'oppose au passage du gaz et qui permet de monter ou descendre le couple sans déplacer le creuset ou ouvrir le tube par le haut. Deux écrans de porcelaine de Marquardt,

placés au-dessus du creuset, sont destinés à intercepter le rayonnement vers le haut.

Dans le zinc, l'antimoine, l'argent, l'or et le cuivre, le couple thermoélectrique était protégé par un tube de porcelaine émaillée de 4-5 centimètres de diamètre intérieur et de 6 à 8 millimètres de diamètre extérieur. Dans l'antimoine, ce tube était lui-même protégé par un tube mince de graphite ajusté dans le couvercle du creuset.

Dans les expériences de fusion des silicates, diopside et anorthite, il faut éviter l'emploi de la porcelaine émaillée, parce qu'à ces températures, l'émail, déjà fluide, contaminerait la charge. La soudure plonge à nu dans le sel fondu. Pour éviter une contamination éventuelle du couple par les vapeurs d'iridium, on peut entourer le tube de porcelaine non émaillée, supportant le couple, d'une enveloppe de platine pur. Pour le nickel et le cobalt, nous avons employé des tubes de porcelaine émaillée, ainsi que des tubes de magnésie; ni les uns ni les autres ne protègent complètement le couple de contamination. Pour le palladium, nous n'avons fait usage que de tubes en magnésie pure.

Le zinc, l'antimoine, l'argent et l'or ont été fondus dans des creusets de graphite ayant intérieurement 27 millimètres de diamètre et 80 millimètres de profondeur, extérieurement 37 millimètres de diamètre et 100 millimètres de hauteur. La charge de métal avait 45 à 55 millimètres de profondeur. Les silicates étaient fondus dans de petits creusets de platine de 10 millimètres de diamètre et de 18 millimètres de hauteur, suspendus par des bandes de platine à l'extrémité ouverte du tube de porcelaine non émaillée qui leur sert de support (Voir W.-P. White, *Am. Journ. Sc.*, 4^e série, XXVIII, p. 477; 1909).

Le nickel a été fondu dans un creuset de porcelaine non émaillé, garni intérieurement d'une pâte composée de 90 0, 0 de Al_2O_3 et de 10 0/0 de MgO ou dans un creuset de magnésie pure de Berlin. La charge de métal était de 25 millimètres de diamètre et de 30 millimètres de profondeur.

Le creuset garni de pâte d'alumine ne peut être employé pour le cobalt, parce que ce métal pénètre sous la couverture et attaque la porcelaine. Nous employâmes un creuset de magnésie pure de la manufacture impériale de Berlin. Le palladium a été fondu dans un creuset fabriqué dans notre laboratoire avec de la magnésie purifiée

spécialement par Baker et Adamson. La magnésie chauffée d'abord à une température supérieure à celle à laquelle le creuset devait être exposé subit un retrait; en y ajoutant de l'eau et un peu de chlorure de magnésium, on en fit une pâte qui servit au moulage; le creuset fut ensuite mis au four.

Quant au choix des substances servant aux points de fusion, il convient d'avoir égard aux considérations suivantes : 1° les matières employées doivent avoir une composition chimique parfaitement connue et être parfaitement pures, afin que les points de fusion aient une signification certaine; 2° il est désirable que les matières en question puissent être obtenues facilement au même degré de pureté par divers observateurs, afin de permettre l'utilisation générale des résultats.

Les métaux dont nous avons fait usage nous ont été livrés par divers fournisseurs de produits chimiques; ils ont été soigneusement analysés par M. le D^r Allen (1). Les écarts constatés entre les températures données par divers échantillons n'ont pas dépassé 1° et sont sensiblement du même ordre que les erreurs attribuables à la mesure des températures par le thermomètre à gaz.

Le tableau suivant résume les résultats des analyses effectuées par M. Allen sur des masses de 25 à 100 grammes de substance et à l'aide de réactifs dont la pureté était soigneusement éprouvée.

Impuretés exprimées en fraction de 100	Palladium	Cobalt	Nickel	Cuivre	Argent	Aluminium	Antimoine	Zinc	Cadmium
Pt.....	0,007		0,0023	0,0011 (2)	0,0001				
Ir.....	0,008								
Au.....					0,0005				
Sb.....								0,002	
Sn.....							0,02 (?)		
Ag.....				0,0006					
Pb.....		0,0176	0,0001		0,0008		trace (?)	0,051	0,0860
Cu.....	trace	0,0178	0,0523		trace	0,003	0,004		trace
Cd.....								0,004	
Co.....			0,1063						
Fe.....	0,010	0,0006	0,0042	0,0038	0,0011	0,043	0,007	0,006	0,0025
Zn.....	trace (?)			0,0007					trace
Si.....						0,190			
C.....					0,0003	0,013			
S.....		0,013		0,0020	0,0004	0,002	trace ?		0,0005
Total 0/0.	0,023	0,049	0,163	0,008	0,003	0,251	0,031	0,063	0,089

(1) *Carnegie Institution*, Pub. n° 157, p. 85-96.

(2) Platine-métaux.

INTERPOLATION ENTRE LES POINTS FIXES.

La force électromotrice du couple platine-platine rhodié à 10 0 0 ne peut être représentée par une même formule à trois constantes dans tout l'intervalle de température couvert par nos expériences. Si l'on se borne à l'intervalle de température compris entre 300° et 1100° l'expression

$$e = - 302 + 8,2336t + 0,0016393t^2$$

représentera les observations des points fixes avec une précision supérieure aux erreurs probables, comme on le voit par le tableau ci-dessous.

COUPLE PLATINE-PLATINE RHODIÉ A 10 0/0.

Du benzophénone au cuivre $e = 308 + 8,2294t + 0,001649t^2$.

Point fixe	Température en degrés Therm. à azote	Couple normal observé microvolts	F. E. M. calculées microvolts	Obs.-Calcul	
				Mv.	degrés
Benzophénone point d'ébullition.....	303,9	2 365	2 364	+ 1	+ 0,1
Cadmium point de solidification.....	320,8	2 502	2 502	0	0,0
Zinc point de solidification.....	419,3	3 429	3 432	- 3	- 0,3
Antimoine point de solidification.....	629,8	5 530	5 529	+ 1	+ 0,1
Argent point de solidification.....	960,0	3 113	9 112	+ 1	+ 0,1
Or point de solidification.....	1 062,4	10 295	10 296	- 1	- 0,1
Cuivre point de solidification.....	1 082,6	10 534	10 534	0	0,0

Si l'on calcule par l'expression ci-dessus les températures des points fixes supérieurs, on obtient des écarts qui atteignent 248 microvolts ou 20°,6 à la température de fusion du palladium. Il convient donc de traiter séparément l'intervalle supérieur compris entre les températures de fusion du cuivre et du palladium.

L'expression calculée par la méthode des moindres carrés d'après les observations relatives à cet intervalle est placée en tête du tableau suivant, qui résume les résultats et donne les erreurs résiduelles.

COUPLE PLATINE — PLATINE RHODIÉ A 10 0/0.

$$\text{Du cuivre au palladium } e = -1941 + 11,1746t + 0,00032161t^2.$$

	Température en degrés	Observé microvolts	Calculé microvolts	0 — C microvolts	0 — C en degrés
Cuivre	1 082,6	10 534	10 534	0	0,0
	1 206,4	12 000	12 008	— 8	— 0,7
	1 298,5	13 100	13 111	— 11	— 0,9
Diopside.....	1 391,2	14 228	14 228	0	0,0
Nickel.....	1 452,3	14 977	14 967	+ 10	+ 0,8
Cobalt.....	1 489,8	15 439	15 421	+ 18	+ 1,5
Palladium.....	1 549,2	16 143	16 143	0	0,0
Platine.....	(1 752)	18 616	18 624	— 8	— 0,7

Des expressions de même genre sont applicables aux couples platine-platine rhodié dont l'alliage renferme des proportions différentes de rhodium.

Ayant obtenu une bonne représentation de la force électromotrice du couple platine-platine rhodié jusqu'à la température du point du palladium, il nous a paru intéressant de chercher à obtenir par extrapolation le point du platine.

On peut procéder à cette détermination par deux méthodes différentes :

1° En continuant à observer l'accroissement de la force électromotrice jusqu'à la fusion du platine ;

2° En mesurant la différence des températures de fusion du palladium et du platine à l'aide d'un pyromètre à radiation.

La première méthode présente la plus grande sensibilité dans la région considérée. Le point de fusion du platine, comme celui de l'or, est nettement marqué et peut être observé à l'air sans crainte d'oxydation ou de contamination ni par l'atmosphère ni par l'argile, la magnésie ou les silicates.

Nous avons procédé à cette détermination à l'aide de divers couples de Heraeus, dont l'étude faite précédemment nous donnait des garanties sur la pureté du fil de platine. Ce sont cinq couples à alliages au 10 0/0, un couple à 1 0/0, un à 5 0/0 et deux couples à 15 0 0 de rhodium.

Chaque couple placé à l'intérieur d'un tube de porcelaine émaille de Marquardt était chauffé graduellement jusqu'au point de fusion du fil de platine dans un four à résistance de charbon. Une atmosphère d'oxyde de carbone protégeait le charbon contre l'oxydation et un

courant d'air sec traversant le tube de porcelaine empêchait la contamination du couple. Les deux fils du couple étaient protégés par des tubes capillaires de porcelaine de Marquardt, qui ne laissaient à nu qu'un fragment de 2 millimètres de longueur du fil de platine, dans le voisinage immédiat de la soudure.

C'était toujours cette partie du fil qui fondait, le point de fusion étant marqué par un arrêt d'une minute environ dans la marche ascendante de la température du couple. Cet arrêt précédait la formation du globule de fusion et l'interruption du courant.

Les températures de fusion du platine obtenues par extrapolation des courbes particulières établies pour chacun des couples par l'observation des points du cuivre (1 082°,6), du diopside (1 391°,2) et du palladium (1 549°,2) sont comprises, pour les cinq couples à 10 0/0 de rhodium, entre 1 748° et 1 753°; pour le couple à 1 0 0, de 1 750° à 1 755° (faible sensibilité). L'alliage à 5 0/0 donne 1 752° et celui à 15 0/0 1 755°. La moyenne générale est 1 752°.

Nous n'avons procédé nous-mêmes à aucune mesure par le pyromètre à radiation, et les points fixes déterminés par nous n'ont pas encore été utilisés par d'autres observateurs opérant avec ces instruments; mais nous pouvons déduire de mesures plus anciennes, faites par la méthode optique, la différence de température entre les points du palladium et du platine.

On trouve pour cette différence d'après :

	degrés
Nernst et von Wartenberg (Berlin).....	204
Holborn et Valentiner (Reichsanstalt).....	207
Waidner et Burgess (Bureau of Standards).....	207
Moyenne.....	<u>206</u>

Le point du palladium étant, d'après nos déterminations, à 1 549°, on déduit pour le point du platine :

$$1\ 549 + 206 = 1\ 755^{\circ},$$

valeur qui est en accord satisfaisant avec celle qui résulte de l'application de la première méthode.

Nous considérons que la température 1 752° représente la valeur du point du platine avec une approximation de 5°.

REDÉTERMINATION DES POINTS INFÉRIEURS.

Comme nous l'avons indiqué page 899, la source principale d'incertitude des mesures effectuées dans un bain d'air réside dans le manque d'uniformité de la température à la surface du réservoir thermométrique. Les points de fusion du cadmium, du zinc et de l'antimoine déduits des mesures précédentes sont d'environ un degré au-dessous

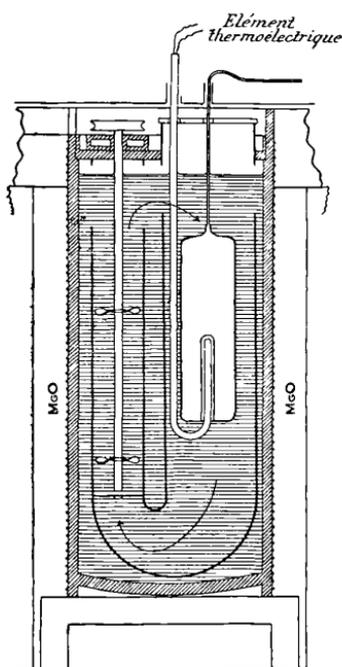


FIG. 12. — Bain des nitrates avec le réservoir du thermomètre à azote les deux couples placés dans le bain hors du réservoir thermométrique ne sont pas représentés).

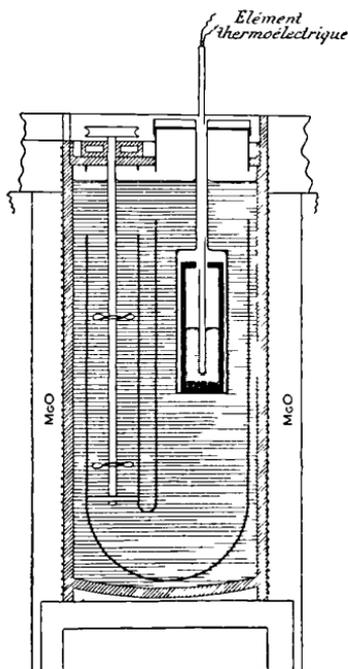


FIG. 13. — Bain des nitrates avec dispositif pour la détermination du point du zinc. — Échelles des 2 figures : 1/6, 5.

des déterminations effectuées dans un bain liquide à la Reichsans-talt. Ce fait devait attirer l'attention d'autant plus qu'une différence du même ordre de grandeur (1°) s'était déjà manifestée dans les recherches de Holborn et Day en 1900, aux températures voisines de

400°, entre un bain d'air et un bain liquide, et avait déterminé les auteurs à rejeter les résultats obtenus dans le bain d'air.

Nous décidâmes donc de redéterminer ces points en prenant toutes les précautions nécessaires pour assurer l'uniformité de la température autour du réservoir. Aucun changement ne fut fait dans la disposition du thermomètre à gaz, sinon le remplacement du four électrique par un bain liquide constitué par un mélange de 55 0/0 de nitrate de potasse et de 45 0/0 de soude. Ce bain contenu dans un réservoir cylindrique de fer était chauffé électriquement et pouvait être convenablement agité par des hélices (Voir *fig. 12-13*).

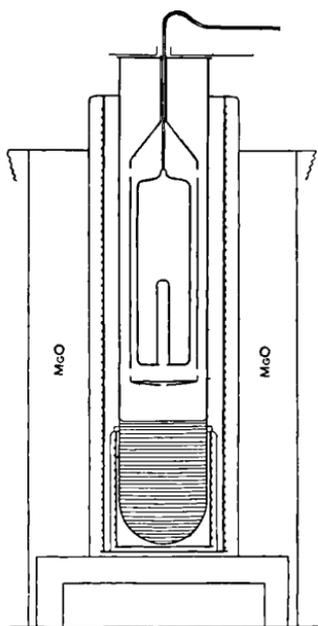


FIG. 14. — Appareil pour la détermination directe du point du soufre par le thermomètre à azote. — Échelle 1 6,5.

Nous cherchâmes enfin à déterminer le point d'ébullition du soufre, situé dans la même région, sans faire intervenir les couples thermo-électriques. A cet effet le réservoir thermo-électrique fut placé directement dans la vapeur saturée de soufre. Dans ces expériences, le bain des nitrates avait été remplacé par un appareil à ébullition du soufre dont la figure 14 représente une coupe verticale. Pour la disposition de cet appareil, nous avons tiré parti des expé-

riences faites au Bureau of Standards. Nous avons aussi appliqué quelques modifications suggérées par l'ouvrage encore inédit de M G.-A. Hulett de Princeton, en vue d'éliminer l'influence des conditions expérimentales particulières sur le résultat.

Nous résumons les résultats de notre étude dans le tableau suivant des températures des points fixes.

TABLEAU GÉNÉRAL DES POINTS FIXES.

Substances	Point	Atmosphère	Creuset	Température degrés	Echelle thermodynamique
Benzophénone (Kahlbaum)..	{ d'ébullition à 760 mm. de fusion	305,85 ± 0,1	305,9
Cadmium.....	{ et de solidification	Air	Graphite	320,8 ± 0,2	320,9
Zinc.....	Id.	Id.	Id.	419,3 ± 0,3	419,4
Soufre.....	{ d'ébullition à 760 mm. de fusion	444,45 ± 0,1	444,55
Antimoine.....	{ et de solidification	Oxyde de carbone	Graphite	629,8 ± 0,5	630,0
Aluminium.....	{ de solidification	Id.	Id.	658,5 ± 0,6	658,7
Argent.....	{ de fusion et de solidification	Id.	Id.	960,0 ± 0,7	
Or.....	Id.	Id.	Id.	1 062,4 ± 0,8	
Cuivre.....	Id.	Id.	Id.	1 082,6 ± 0,8	
Li ³ SiO ²	de fusion	Air	Platine	1 201,0 ± 1,0	
Diopside pure...	Id.	Id.	Id.	1 391,2 ± 1,5	
Nickel.....	{ de fusion et de solidification	Hydrogène et azote.	{ Magnésie et aluminat de magnésie	1 452,3 ± 2,0	
Cobalt.....	Id.	Id.	Magnésie	1 489,8 ± 2,0	
Palladium.....	Id.	Air	{ Magnésie pure	1 549,2 ± 2,0	
Anorthite (pure).	de fusion	Id.	Platine	1 549,5 ± 2,0	
Platine.....	Id.	Id.		{ 1 752 ⁽¹⁾ ± 5 1 755 ⁽²⁾ ± 5	

(1) Extrapolation, méthode thermoélectrique.

(2) Extrapolation, méthode optique.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES ;

T. 155. n° 13, 14, 15 ; septembre-octobre 1912.

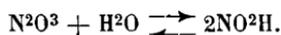
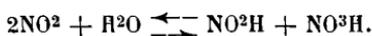
A. VERSCHAFFEL. — Sur le tremblement de terre survenu dans la nuit du 14 au 15 septembre 1912. — P. 573.

Phénomènes observés à l'observatoire d'Abbadia.

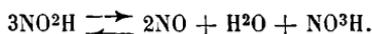
CLAUDE et DRIENCOURT. — L'orthostathméscope ou instrument pour observer le passage par le zénith de l'alignement de deux étoiles sur la sphère céleste. — P. 574.

Théorie de l'appareil permettant la détermination des différences d'azimut nulles ou de 180°. Dessin de l'appareil comprenant une lunette, un miroir plan cylindrique, un bain de mercure.

E. BRINER ET E.-L. DURAND. — Conditions de formation des acides nitreux et nitrique à partir des oxydes de l'azote et de l'eau ; application de la loi d'action des masses. — P. 583.

Les phénomènes qui interviennent sont des réactions équilibrées d'oxydation et de réduction entre les différents composés oxygénés de l'azote. N^2O^3 donne les colorations bleues ; son mélange avec NO^2 donne les colorations vertes. Dans l'eau, il donne :En phase aqueuse, en augmentant la quantité de N^2O^3 , il se forme une phase N^2O^3 liquide.De même NO^2 dans l'eau donne :

Enfin :



D'où l'application de la règle des phases à ces trois systèmes.

GOUY. — Sur un genre particulier de courants électriques. — P. 608.

On peut concevoir que les deux électricités d'un corps neutre, portées par des particules douées d'une certaine indépendance se

meuvent dans certaines conditions avec des vitesses différentes ; le mouvement du corps neutre pourra alors constituer un courant de convection. Tel est le cas d'un gaz ionisé. — Théorie. Un champ magnétique faible peut y déterminer un champ intense, s'il existe par exemple un tourbillon dans le gaz. De même une f. é. m. d'induction peut agir sur le gaz ionisé soumis à un champ magnétique.

FÉLIX ROBIN. — Cristallisation par recuit des métaux écrouis. — P. 585.

La grosseur des grains qui se développent par recuit ne croît pas régulièrement, à durée de chauffage égale, avec la température de recuit. Les grains les plus gros ne sont pas toujours obtenus par chauffage à la température la plus élevée, et les plus petits par le chauffage à la température la plus basse. Les impuretés jouent un rôle important ; elles réduisent en général les dimensions des grains.

ARNAUD. — Sur la réfraction atmosphérique au voisinage de l'horizon. — P. 613.

Théorie mathématique.

DE MONTESSUS DE BALLORE. — Observations sismologiques à l'île de Pâques. — P. 625.

Observations confirmant la loi de relation entre le relief et la sismicité, et l'indépendance des phénomènes sismiques et volcaniques.

HENRY HUBERT. — Sur les courants aériens en Afrique occidentale. — P. 627.

L'alizé et l'harmattan sont deux courants distincts et nettement différents. Tandis que la mousson est un vent saisonnier, que l'alizé est un vent océanique, l'harmattan est, en Afrique occidentale, un courant constant de vaste amplitude.

MAURICE HAMY. — Sur un dispositif d'arc au fer fonctionnant avec le courant alternatif. — P. 631.

Une tige de fer horizontale est rencontrée à son extrémité en des temps sensiblement égaux et peu différents de la période du courant

alternatif utilisé (secteur de la rive gauche) par une tige de fer calée sur l'axe d'un moteur monophasé, type induction, à cage d'écuréuil, mis en marche par le courant alternatif qui passe dans les tiges. Cette source de raies du fer présente à voltage fixe une constance remarquable. Détails d'expérience.

U. CISOTTI. — Remarques énergétiques sur le mouvement d'un solide dans un liquide visqueux. — P. 641.

Théorie mathématique, dans le cas où il y a adhérence complète ou non.

E. MÉRIGEAULT. — Influence de la vitesse de combustion sur le rendement d'un moteur à gaz. — P. 644.

L'auteur a établi la formule :

$$ATu = L_v - q - \int_{T_B}^{T_E} cdT - p_a(V_E - V_B).$$

Tu , travail produit par cycle; L_v pouvoir calorifique à volume constant du combustible admis pendant une cylindrée; q , quantité de chaleur cédée aux parois depuis la fin de l'admission B jusqu'au commencement de l'échappement E; T_B et T_E , V_B et V_E températures et volumes à ces deux instants; c chaleur spécifique à volume constant de toute la masse de fumées contenues dans le cylindre à la fin de la combustion. Partant de là, l'auteur démontre que : soient deux moteurs à gaz à parois imperméables à la chaleur ($q = 0$), à mêmes volumes V_E et V_B , absorbant à chaque cylindrée la même quantité de gaz et fonctionnant entre les mêmes limites de pression. Le moteur à meilleur rendement est celui où la combustion se fait à pression constante.

PAUL GAUBERT. — Sur le polychroïsme des cristaux de sulfate de potassium colorés artificiellement. — P. 649.

Ces cristaux colorés avec le brun Bismarck donnent : 1° des cristaux polychroïques dont le maximum d'absorption a lieu suivant n_g ; 2° des cristaux dont la teinte la plus foncée est suivant n_p ; 3° de nombreux cristaux à division en quatre secteurs, plus ou moins nets

séparés par les diagonales de la face g_1 (010). Cette division est aussi présentée par les cristaux colorés avec le rouge ponceau. Suivant les secteurs, l'orientation optique peut être la même ou différente. En sorte que, pour les cristaux colorés par des particules cristallines, le maximum d'absorption de la lumière peut se produire dans une direction quelconque.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXIII; janvier, février, avril, mai 1912.
T. XXIV; juillet, août, septembre et octobre 1912.

J.-R. ASHWORTH. — Les coefficients magnétiques de température des éléments ferro-magnétiques dans des états correspondants. — P. 36-45.

On sait que l'aimantation des corps ferro-magnétiques varie avec la température et que cette variation peut être représentée par un coefficient *caractéristique*, c'est-à-dire qui ne dépend que de la nature du métal dont l'aimant est constitué.

Une première approximation montre que les coefficients de température des diverses substances ferro-magnétiques doivent être fonction de leurs températures critiques.

L'auteur établit par une série de mesures que les coefficients caractéristiques des métaux ferro-magnétiques purs et recuits, dans des états correspondants, sont inversement proportionnels à leurs températures critiques (températures absolues).

F.-G. SWANN. — La loi de contraction de Fitz Gerald-Lorenz; examen de la méthode de détermination des mouvements des électrons quand on les considère simplement comme de singularités du milieu qui se meuvent de manière à satisfaire aux équations électromagnétiques. — P. 86-94.

L'auteur examine la conception de Larmor, qui considère la matière comme un ensemble d'électrons en équilibre sous l'influence de leurs champs mutuels.

En considérant les lois qui doivent déterminer les mouvements des électrons, Larmor a fait remarquer que toute idée de forces disparaissant, le problème peut être formulé comme celui de la détermination de la suite naturelle des changements de configuration du système. Le point essentiel, qui sert alors de base à l'explication de

tous les phénomènes, doit être trouvé uniquement dans les équations électro-magnétiques.

En examinant cette conception, l'auteur montre que l'on ne saurait échapper à une indétermination qui tient aux conditions mêmes du problème.

J. JOLY. — La radio-activité des roches du tunnel du Saint-Gothard. — P. 201-211.

Le tunnel du Saint-Gothard comprend une portion purement granitique, celle qui avoisine le massif du Finsteraarhorn, et une portion schisteuse.

Il y a environ deux fois plus d'éléments radio-actifs dans les roches granitiques que dans les roches schisteuses.

Le granit du massif du Finsteraarhorn contient en moyenne par gramme $6,7 \cdot 10^{-12}$ de radium et $2,15 \cdot 10^{-3}$ de thorium, tandis que le schiste du massif du Saint-Gothard contient $3,5 \cdot 10^{-12}$ de radium et $1,16 \cdot 10^{-3}$ de thorium.

L. VEGARD. — Sur les propriétés des rayons qui produisent l'aurore boréale. P. 211-237.

L'auteur tire de son étude la conclusion que les radiations qui donnent naissance aux formes *rayonnées* de l'aurore boréale ont un grand nombre de propriétés caractéristiques analogues à celle des rayons α .

En se plaçant dans cette hypothèse de la radiation, les bandes très minces de la draperie seraient dues à des rayons rigoureusement homogènes, et les bandes parallèles à des groupes de rayons homogènes provenant de la même source.

La présente explication donne une base sérieuse à l'hypothèse que la radiation solaire est non seulement de la même nature que les rayons α , mais est identique aux rayons émis par les substances radio-actives.

Les propriétés connues des rayons α suffisent à rendre compte des diverses particularités que présentent la plupart des aurores qui ont été observées. Toutefois, pour certaines formes moins fréquentes, il serait nécessaire de supposer qu'il existe dans la radiation solaire des rayons beaucoup plus pénétrants que les rayons α . Ce serait un

gaz plus léger que l'hélium, l'hydrogène ou peut-être le coronium, qui servirait de véhicule aux rayons solaires les plus pénétrants.

N. EUMORFOPOULOS. — La dilatation du mercure et du quartz. — P. 653-655.

L'auteur confirme le résultat obtenu par Scheel et Hens pour la dilatation du mercure, dont le coefficient aurait pour valeur 0,0001826 de 0° à 100°.

Il montre que, dans les recherches de précision, il n'est pas correct de déduire la valeur de la dilatation cubique de l'enveloppe de quartz de la valeur de la dilatation linéaire.

H. DAVIES. — Relation entre les coefficients de dilatation des liquides et leurs températures critiques. — P. 657-660.

Mathias a montré que l'on a la relation :

$$D_l + D_v = a - bT$$

entre les densités respectives D_l du liquide et D_v de sa vapeur saturée à la température absolue T (loi du diamètre rectiligne).

L'auteur en déduit très simplement une relation :

$$\alpha = \frac{1}{2T_c - T}$$

entre le coefficient de dilatation α du liquide et sa température critique T_c .

Cette relation permet, soit de calculer le coefficient de dilatation en fonction de la température critique, soit de déduire la température critique des valeurs expérimentales connues du coefficient de dilatation.

En développant en série selon les puissances croissantes de T , on a la variation du coefficient de dilatation avec la température sous la forme :

$$\alpha = \frac{1}{2T_c} + \frac{T}{(2T_c)^2} + \frac{T^2}{(2T_c)^3} + \dots$$

qui se prête à des vérifications faciles.

Appliquée à une douzaine de liquides (hydrocarbures gras et aromatiques, phénols, amines, ...), la relation donne des résultats satisfaisants.

DARWIN. — Les effets du mouvement diurne sur la haute atmosphère,
P. 666-668.

Mémoire mathématique. La conclusion principale est qu'il ne saurait se produire aucun trainage sur les molécules de l'atmosphère à une distance du centre de la Terre inférieure à quatre fois le rayon terrestre.

CARL RAMSAUER. — Remarques sur la production de noyaux de condensation dans l'air et les vapeurs par un refroidissement intense et par l'action des rayons ultra-violetts. — P. 849-852.

Observations au sujet d'un mémoire de G. Owen. Les noyaux neutres dont Owen a constaté la formation dans de l'air refroidi à une température très basse seraient constitués par des agrégats, non de molécules d'air, mais de gaz condensés (CO_2 , NH_3 , vapeurs de composés organiques, traces de vapeur d'eau).

Quand on prend en effet les précautions voulues pour éliminer de l'air sur lequel on opère toute trace d'impureté, on n'observe jamais que la présence de noyaux de grandeur moléculaire. C'est le résultat que l'on obtient en se servant d'air provenant d'air liquide et en ne le faisant circuler que dans des appareils de verre préalablement portés au rouge.

DOUGLAS RUDGE. — Note sur l'électrisation de l'atmosphère et de la surface de la terre. — P. 852-855.

Les observations ont été faites dans le climat très sec de l'Afrique du Sud. L'électrisation du sol, décelée à l'aide d'un plan d'épreuve de grande dimension (500 centimètres carrés de surface), s'est toujours montrée *positive*.

Dans les mêmes conditions, un nuage de poussière, nuage que l'on peut produire artificiellement par divers procédés, communique à un électroscope une charge *négative*.

On constate d'ailleurs que cette charge négative provient uniquement de l'air qui entraîne les poussières minérales arrachées du sol. La charge de ces poussières mêmes est toujours positive. Un effet inverse se produit lors de la condensation dans l'air d'un jet de

vapeur. L'air prend alors une charge positive qui persiste après la disparition du brouillard de vapeur.

J.-S. TOWNSEND. — Théorie de l'ionisation par collision. — P. 856-859.

Observations au sujet de critiques formulées par Campbell sur un précédent mémoire de l'auteur.

T. XXIV ; juillet, août, septembre et octobre 1912.

H. POOLE. — Sur la conductibilité thermique de quelques roches aux températures élevées. — P. 45-62.

La roche à étudier est taillée en tronçon cylindrique.

Le cylindre est percé, selon l'axe, d'un canal par lequel passe un fil de platine échauffé par un courant électrique. Il s'établit un régime permanent, et l'on observe, à l'aide de couples thermo-électriques (platine, platine-iridium), les températures en deux points situés à différentes distances de l'axe, r_1 et r_2 .

On en déduit la conductibilité K par la relation :

$$K = \frac{Q}{2\pi\Delta} \frac{r_2}{r_1},$$

Δ désignant la différence des températures observées aux points considérés, et Q le nombre de calories dépensées par seconde sur une longueur de 1 centimètre le long de l'axe.

Les mesures ont été exécutées principalement sur le calcaire et le granit. La variation de la conductibilité avec la température suit une loi exponentielle.

Pour le calcaire, on a par exemple, dans une série d'expériences,

$$K = (3,14 + 1,99e^{-0,00914\theta}) \times 10^{-3},$$

et pour le granit :

$$K = (4,215 + 1,07e^{-0,01187\theta}) \times 10^{-3}.$$

W. BRIDGMAN. — Rupture d'éprouvettes par pression hydrostatique et conditions de la rupture. — P. 63-80.

On admet généralement que le cisaillement joue le rôle principal

dans la rupture des matériaux ductiles, tandis que c'est la compression seule qui intervient dans la rupture des matériaux cassants.

L'auteur a exécuté une série d'expériences pour vérifier ces assertions et a opéré avec des pressions hydrostatiques plus considérables que celles dont il a été fait communément usage jusqu'ici. Les pressions atteintes dans ces essais se chiffrent en effet par 20.000 et même 30.000 atmosphères.

Trois genres d'éprouvettes étaient utilisées : des éprouvettes cylindriques pleines sur lesquelles on faisait agir la pression uniquement sur la surface convexe; des éprouvettes cylindriques creuses sur lesquelles on faisait agir la pression sur toute la surface, soit extérieurement, soit intérieurement. Le résultat général des essais est qu'aucun des critères admis pour fixer les conditions de la rupture ou pour établir une distinction tranchée entre les matériaux ductiles ou cassants ne demeure valide aux pressions élevées.

C.-V. RAMAN. — Sur l'entretien d'oscillations forcées d'un type nouveau.
P. 513-520.

L'auteur donne une série de photographies qui reproduisent différents cas d'oscillations mécaniques entretenues appartenant à une classe remarquable de vibrations qu'il a précédemment étudiées théoriquement dans une série de mémoires publiés dans le journal *la Nature*.

Ces photographies, qui sont obtenues par une méthode stroboscopique, mettent en évidence l'importance physique du petit terme de basse fréquence qui apparaît dans l'expression analytique du mouvement entretenu.

J.-C. MAC LENNAN. — Sur les intensités relatives que présente la radiation pénétrante sur la terre et sur la mer. — P. 520-527.

Les mesures obtenues semblent indiquer très nettement que l'ionisation a une valeur plus faible sur une vaste étendue d'eau, comme l'océan Atlantique ou les grands lacs de l'Amérique du Nord, que sur la terre ferme.

L'ensemble des observations conduit d'ailleurs l'auteur à conclure que la source de la radiation pénétrante doit être recherchée dans le

sol même, et non dans l'atmosphère terrestre ou dans un corps céleste extérieur.

NORMAN CAMPBELL. — Récentes expériences sur les rayons δ . — P. 527-540.

Pour un courant qui provient des rayons δ émis par les métaux, la relation entre le courant et la différence de potentiel est indépendante de la température des électrodes. Ce courant se trouve déterminé d'ailleurs plutôt par la différence de potentiel entre les électrodes que par le champ électrique existant.

On doit en conclure que les rayons δ sont émis avec une vitesse finie et que leur vitesse ne saurait être attribuée aux causes secondaires signalées précédemment.

Les expériences montrent qu'il n'y a aucune différence de vitesse entre les rayons δ émis par les diverses substances et apportent une confirmation au fait déjà énoncé que ces vitesses sont indépendantes de la vitesse des rayons excitateurs.

Les mêmes expériences indiquent que les rayons δ sont hétérogènes et possèdent des vitesses différentes.

Si les rayons δ sont émis avec des vitesses qui ne dépendent ni de la nature de la substance dont ils proviennent, ni de la vitesse des rayons excitateurs, on doit rechercher ailleurs la cause qui influe sur leur vitesse.

Des expériences récentes et que l'auteur se propose de décrire ultérieurement jetteront un certain jour sur la question. Ces expériences montrent en effet que les rayons de Röntgen donnent naissance à des rayons δ identiques à ceux qui sont produits par l'excitation des rayons α .

F.-E. SMITH. — Méthodes basées sur l'emploi du pont, destinées à effectuer avec une haute précision la mesure des résistances de platine utilisées en thermométrie. — P. 541-569.

Description de plusieurs procédés (quatre procédés différents) permettant d'obtenir avec une grande précision la résistance d'un fil de platine employé comme thermomètre, en utilisant des variantes de la méthode générale du pont de Wheatstone.

C. TISSOT.

W.-F.-G. SWANN. — Le champ magnétique terrestre. — P. 80-100.

Ce mémoire a pour but de montrer que le champ magnétique terrestre peut être considéré comme produit par le mouvement de rotation de la Terre.

Dès le début, l'auteur a soin de faire remarquer que toute théorie qui voudra expliquer le champ magnétique terrestre par le mouvement de rotation de la Terre devra satisfaire aux conditions suivantes : 1° elle ne devra indiquer la production d'aucune composante magnétique appréciable par le mouvement de translation de la Terre sur son orbite : une telle composante serait différente pour deux points situés, l'un dans la direction du mouvement de la Terre et l'autre dans la direction perpendiculaire, d'où il devrait résulter une variation diurne importante dans les éléments magnétiques, variation qui n'existe pas ; 2° elle devra indiquer qu'une sphère de dimensions moyennes tournant avec les vitesses angulaires qu'on peut atteindre dans les laboratoires ne produit aucun champ magnétique appréciable ; 3° elle devra tenir compte du fait que le Soleil ne produit, par son mouvement, aucun champ appréciable sur la Terre : un tel champ, à cause de l'obliquité de l'écliptique donnerait, en effet, naissance à une grande variation diurne dans les éléments magnétiques ; 4° enfin elle ne devra pas indiquer que le mouvement du Soleil produit, à sa surface, un champ magnétique considérable ; il est, en effet, certain qu'un champ, par exemple, de l'ordre de 2.000 unités C. G. S. aurait été décelé dans le Soleil par l'effet Zeeman (un tel effet serait différent de l'effet observé dans les taches du Soleil en ce qu'il devrait suivre une variation régulière sur la surface du disque solaire).

La première idée qui se présente consiste à admettre que la Terre possède une charge électrique superficielle ; cette charge, entraînée par le mouvement de la Terre, produirait le champ. Mais un calcul simple montre que le champ magnétique à l'équateur d'une sphère de rayon a , portée au potentiel V et tournant avec une vitesse angulaire ω est $V\omega$; cette valeur dépend seulement de la vitesse angulaire ; elle est indépendante des dimensions de la sphère pour un potentiel donné.

Il est plus probable que chaque élément de volume de la Terre

contribue à la production du champ magnétique. Ces éléments de volume peuvent agir de trois manières différentes, que l'auteur examine successivement :

1° La rotation de la Terre peut donner naissance à un courant électrique ordinaire, lequel produit un champ magnétique ;

2° Chaque élément de volume peut se comporter comme s'il était chargé électriquement, ou bien on peut imaginer que la rotation de la Terre produit une polarisation électrostatique dans un sens perpendiculaire à l'axe de rotation ;

3° Chaque molécule peut être regardée comme équivalente à un très petit aimant, dû à ce que les champs magnétiques produits par les mouvements des électrons ne se neutralisent pas complètement ; la rotation de la Terre orienterait ces aimants moléculaires. Le seul avantage d'une telle théorie sur l'hypothèse d'une aimantation permanente serait qu'elle trouve dans la rotation elle-même la cause de l'orientation requise.

La première théorie explique le champ magnétique terrestre par l'existence de courants électriques ordinaires que produirait la rotation de la Terre. Le mouvement d'un élément est caractérisé par une vitesse linéaire et une accélération centripète ; et c'est en fonction de ces quantités que la densité du courant doit être exprimée. Des calculs effectués par l'auteur, il résulte qu'un courant ayant à l'équateur une intensité de 7×10^{-10} unités E. M. suffirait à rendre compte du champ magnétique terrestre. Quoiqu'une telle densité de courant soit d'un ordre de grandeur suffisant pour agir sur un galvanomètre, on ne peut espérer mettre en évidence un tel courant à l'aide du galvanomètre, car, même si le courant existait dans la croûte terrestre, il ne serait pas possible d'en vérifier la direction exacte pour le faire passer autour des bobines d'un galvanomètre.

D'ailleurs l'auteur n'affirme ni ne nie l'existence de tels courants ; il montre simplement *qu'il est possible* qu'ils existent et que, s'ils existent, ils sont vraisemblablement de l'ordre de grandeur requis pour rendre compte du champ terrestre.

D'après lui, et c'est la conclusion de son mémoire, les difficultés relatives à l'explication du champ magnétique terrestre par l'existence de courants produits par la rotation de la Terre sont moindres que celles relatives aux autres hypothèses envisagées. Il est vrai, par exemple, que la non-coïncidence de l'axe magnétique et de l'axe géographique n'apparaît pas comme une conséquence nécessaire,

mais la difficulté est encore plus facile à résoudre que dans les autres hypothèses.

Si, en particulier, par l'étude complète des causes de ces courants, il était prouvé que l'effet résultant du mouvement de translation et du mouvement de rotation de la Terre est de produire des courants qui circulent non pas autour de l'axe géographique, mais plutôt autour d'un axe qui tournerait autour de l'axe géographique avec une période d'un jour, nous aurions une explication de la non-coïncidence entre les deux axes, explication d'accord avec la position permanente de l'axe magnétique par rapport à la Terre. Une légère différence entre les périodes entraînant la perte d'une révolution complète en 400 années expliquerait la variation séculaire, etc...

A. BOUTARIC.

R.-D. KLEEMAN. — Les propriétés cinétiques d'une molécule dans une substance. — P. 101-118.

L'auteur a déjà montré dans un précédent mémoire (1) que l'énergie cinétique d'une molécule peut être, à la même température, beaucoup plus grande à l'état liquide qu'à l'état gazeux ; c'est la vitesse minima des molécules à l'état liquide (vitesse de celles qui ne sont pas soumises à l'action d'une force extérieure), qui est égale à celle des molécules à l'état gazeux, et qui par suite détermine la température du liquide. Le calcul du changement de vitesse d'une molécule qui traverse la surface de séparation liquide-vapeur, dans la vaporisation, donne une valeur supérieure à la vitesse minima, ce qui montre bien que la vitesse moyenne est aussi plus grande que celle-ci.

La pression exercée par une molécule sur les parois d'un vase ne dépend que de sa vitesse minima et du nombre de fois qu'elle vient heurter la paroi par seconde ; si n_0 molécules viennent frapper normalement par seconde 1 centimètre carré de la surface, la pression qu'elles produisent est :

$$n_0 A.$$

A peut se calculer à l'aide de la théorie cinétique des gaz :

$$A = 2,534 \times 10^{-20} \sqrt{Tm},$$

où T représente la température absolue et m la masse de la molécule relativement à l'hydrogène.

(1) *Proc. Camb. Phil. Soc.*, vol. XVI, p. 540-559.

Si les chocs se font dans toutes les directions, n étant leur nombre, la pression est :

$$\frac{n}{2} A,$$

et cette pression fait équilibre à la pression extérieure p et à la pression négative P_n résultant de l'attraction mutuelle des molécules. L'évaluation de ces deux dernières quantités permet donc de calculer n ; on trouve ainsi des valeurs un peu inférieures à celles obtenues en assimilant le fluide à un gaz parfait.

L'auteur donne ensuite des expressions du coefficient de viscosité, coefficient de conduction de la chaleur, coefficient de diffusion, et le mémoire se termine par une évaluation de la limite supérieure V_v de la vitesse moyenne d'une molécule, valeur que l'on trouve égale à environ 10 fois sa vitesse minima. Cette quantité peut servir à calculer la vitesse du son V_s à l'aide de la formule :

$$V_s = S_1 \times V_v,$$

dans laquelle le coefficient S_1 est le même pour tous les corps à des états correspondants.

L. LETELLIER.

J.-J. THOMSON. — Expériences sur les rayons positifs. — P. 207-233.

Ce mémoire est le plus intéressant publié sur cette question depuis le mémoire de J.-J. Thomson sur *Une nouvelle méthode d'analyse chimique*, qui date de 1911.

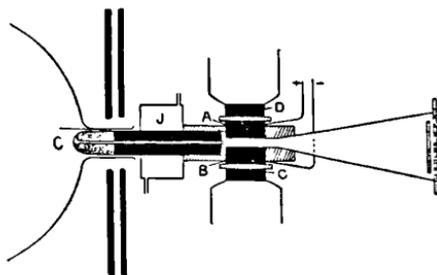


FIG. 1.

Le dispositif expérimental est le suivant. La cathode l a la forme indiquée sur la *fig. 1*; les tubes utilisés pour la décharge ont une longueur de 30 centimètres environ. Pour produire la déviation des rayons, on utilise un électro-aimant CD terminé par des pièces polaires

plates AB qui servent à produire le champ électrostatique et sont enfermées en partie dans une boîte d'ébonite. Une cuve à circulation d'eau J est placée autour du tube d'observation en cuivre de 8 centimètres de long et de 0^{mm},1 à 0^{mm},01 de diamètre. Les photographies prises sur des plaques ultra-sensibles nécessitaient des durées d'exposition de deux à trois heures.

Les photographies obtenues montrent l'existence de deux sortes de lignes : les unes forment une série d'arcs de paraboles souvent très longs qui, lorsque la déviation due au champ électrostatique est horizontale, partent de points situés sur une ligne verticale. Quand la pression du gaz n'est pas trop faible, on aperçoit sur la plaque une seconde série de lignes n'ayant plus les mêmes caractéristiques que les précédentes : elles forment des courbes d'intensité uniforme ne se terminant pas brusquement, venant aboutir sur l'axe, passant parfois par l'origine et se trouvant aussi bien du côté de la plaque correspondant aux charges négatives que du côté correspondant aux charges positives. Leur disposition par rapport à la première série de lignes dépend des valeurs du champ électrostatique et du champ magnétique.

Si ces deux champs sont uniformes, ces courbes deviennent des droites.

Ces lignes sont probablement dues à des particules qui traversent le tube fin sans être arrêtées mais qui, rencontrant un corpuscule, perdent elles-mêmes un corpuscule et sont alors chargées avant de sortir de la zone d'action des champs électrique et magnétique.

En mesurant la vitesse des particules constituant les rayons secondaires, on peut déterminer la vitesse V minimum que doit avoir un corpuscule pour ioniser un atome. Pour l'hydrogène, cette vitesse est voisine de 2×10^8 centimètres par seconde, et correspond à la vitesse qu'aurait un corpuscule soumis à une différence de potentiel de 11 volts.

Pour communiquer à l'atome d'hydrogène la vitesse de 2×10^8 centimètres par seconde, la différence de potentiel doit être de $11 \times 1,78 \times 10^3$ (en prenant $\frac{e}{m} = 1,78 \times 10^3$) ou d'environ 20.000 volts; pour l'atome d'oxygène, la différence de potentiel calculée de la même manière est de 320.000 volts, supérieure à ces différences de potentiel établies aux extrémités des tubes en expérience.

ce qui explique que les rayons secondaires n'ont été trouvés qu'avec les éléments les plus légers tels que l'hydrogène et l'hélium.

Sir J.-J. Thomson étudie en détail les différents cas qui peuvent se présenter et interprète les apparences relevées sur les photographies.

On relève aussi sur les plaques des courbes dont le sens de déviation indique qu'elles sont dues à des particules chargées négativement. Un examen attentif montre qu'on peut les classer en deux séries comme pour les particules chargées positivement.

J.-J. Thomson discute leur origine possible et arrive à la conclusion que les particules négatives sont dues à des systèmes qui, à l'intérieur du tube de décharge, sont chargés positivement et qui après leur passage à travers la cathode, sont neutralisés par combinaison avec un corpuscule; dans cet état neutre, ils ont cependant une telle affinité pour un corpuscule négatif qu'en dépit de la vitesse considérable dont ils sont animés, ils le captent et se chargent ainsi négativement. Cette attraction dépend de la nature chimique de l'atome. C'est ainsi que l'hélium, l'argon, l'azote, le mercure ne se combinent jamais de cette manière, tandis qu'au contraire les atomes d'hydrogène, de carbone, d'oxygène, de soufre, de chlore se chargent négativement avec une grande facilité.

J.-J. Thomson donne quelques indications sur le cas où l'on opère dans un mélange gazeux et sur les diverses valeurs du rapport $\frac{e}{m}$ que l'on trouve. Il examine ensuite les hypothèses que l'on peut faire quant à l'origine des rayons positifs d'après les déviations des courbes obtenues et les renseignements que donne l'éclat des lignes sur le nombre des particules émises.

Il étudie ensuite la différence d'ionisation produite soit par les particules cathodiques, soit par les rayons positifs.

L'étude des rayons positifs révèle l'existence de composés chimiques que l'analyse ordinaire ne peut mettre en évidence, puisque l'on peut déduire de la valeur de $\frac{e}{m}$ le poids moléculaire du corps produisant les lignes observées. Dans certains cas l'identification est facile; dans d'autres, au contraire, il peut y avoir hésitation; c'est ainsi par exemple que, lorsque l'on trouve un poids moléculaire de 28, on peut supposer que le corps est soit l'azote, soit l'oxyde de carbone, soit l'éthylène, et des expériences supplémentaires sont nécessaires pour décider. J.-J. Thomson en particulier est arrivé à la conclusion

que, dans certains cas, il se formait les corps H^3 , Az^3 , AzH^3 , H^2O^3 , etc.

Enfin J.-J. Thomson examine la question de savoir, si dans la molécule de gaz, les atomes sont chargés l'un positivement, l'autre négativement.

G.-H. KNIBBS. — Analyse mathématique de quelques expériences de physiologie climaterique. — P. 325-351.

Le professeur Osborne a donné pour différentes températures et degrés d'humidité le résultat d'un nombre considérable d'observations sur le taux d'évaporation du corps humain. Une inspection minutieuse des résultats met en lumière des divergences qui montrent que les formules empiriques sont de peu de valeur dans ce cas particulier.

M. Knibbs a essayé de constituer une théorie mathématique du phénomène, et il est amené à étudier l'évaporation de l'eau dans une cuve circulaire de dimensions restreintes, l'action du vent et à établir une théorie thermodynamique approchée.

V.-E. POUND. — Sur les rayons secondaires excités par les rayons α du polonium. — P. 401-414.

Dans un mémoire antérieur, l'auteur a montré que, lorsque les rayons α du polonium frappent une plaque de charbon ou de laiton, il se produit des rayons secondaires semblables aux rayons α du polonium. Cette radiation est due en grande partie à la présence de gaz occlus ou disposés sur les lames. Le mémoire actuel décrit quelques expériences sur l'influence de cette couche gazeuse sur l'émission des radiations secondaires excitées dans diverses substances quand on les bombarde par les rayons du polonium.

Il arrive aux conclusions suivantes : les radiations secondaires du carbone augmentent d'intensité quand la température s'abaisse de la température ordinaire à celle de l'air liquide. Cet effet est dû à l'augmentation de quantité des gaz occlus dans le carbone. Il résulte de ces conclusions que l'on a un procédé d'étude de l'occlusion des gaz. Les résultats trouvés pour le laiton sont les mêmes que pour le carbone.

W.-F.-G. SWANN. — Sur le mouvement de l'aiguille d'un électromètre à cadran. P. 445-451.

On mesure fréquemment les courants de faible intensité en obser-

vant la loi de déplacement de l'aiguille d'un électromètre à cadran quand on réunit à la source l'une des paires de cadran. On opère souvent en réunissant les cadrans à la terre par l'intermédiaire d'une grande résistance et en notant la déviation constante de l'aiguille. Mais, quand l'électricité passe d'une façon continue dans le cadran, l'aiguille ne se meut pas d'un mouvement uniforme par suite de son inertie. L'auteur étudie mathématiquement la question et en tire une méthode de correction des indications.

H. VIGNERON.

HUBERT E. IVES. — I, Recherches sur la photométrie des lumières de couleurs différentes. II, Courbes de luminosité spectrale obtenues par la méthode de la fréquence critique. — P. 352-370.

L'auteur a cherché à lever les contradictions apparentes des résultats obtenus en photométrie hétérochrome par la méthode de l'égalité d'éclairement et par celle du photomètre à éclipses, en les rapportant à la méthode de la fréquence critique.

Les courbes de luminosité spectrale obtenues par la méthode de la fréquence critique mettent en évidence l'effet de Purkinje lorsque l'éclairement est très faible et l'effet inverse quand l'éclairement est plus grand. Si l'on construit la courbe des fréquences critiques rapportées aux logarithmes des éclairagements, on obtient pour la lumière blanche deux droites qui se coupent en un point dont l'abscisse correspond à 2,5 unités d'éclairement. Pour les valeurs de l'éclairement plus petites que 2,5, on a l'effet Purkinje ordinaire ; pour les valeurs plus grandes, on a l'effet inverse.

F. CROZE.

MC. LENNAN. — Sur la diffusion de l'émanation de l'actinium et sur le dépôt actif qu'elle produit. — P. 370-379.

Rappel des expériences dues à Kennedy⁽¹⁾ sur le dépôt produit sur deux plateaux parallèles chargés de signe contraire, par l'émanation de l'actinium, celui-ci étant placé à la partie inférieure de l'espace compris entre les deux plateaux. Kennedy trouve que le dépôt diminue à mesure qu'on s'éloigne du sel, et qu'à distance constante il dépend de la pression, en passant par un maximum pour

(1) *Phil. Mag.*, novembre 1909.

une certaine valeur de la pression. En particulier, pour la plaque chargée négativement, il existe entre la pression du maximum p_1 , la distance d'observation x_1 , la relation :

$$p_1 x_1 = a^{(1)}.$$

L'auteur interprète ces résultats en se basant sur ce fait que l'émanation de l'actinium a une vie très courte. En cherchant à retrouver théoriquement la loi de Kennedy, l'auteur est amené à supposer que le coefficient de diffusion de l'émanation est inversement proportionnel au carré de la pression, hypothèse peu vraisemblable. Mais il a admis dans son calcul que la quantité q d'émanation qui se dégage du sel par centimètre carré est indépendante de la pression, et que la concentration D des particules positives est proportionnelle à la concentration P de l'émanation pour toutes les pressions.

En posant :

$$D = \alpha P,$$

l'auteur calcule quelle devrait être la forme de α , fonction de la pression, pour que la loi de Kennedy soit satisfaite. Il termine en indiquant que des expériences sont en cours à l'aide de l'émanation du radium pour l'étude séparée de α et q en fonction de la pression.

A. LL. HUGHES. — L'effet photoélectrique de quelques composés. — P. 380-390.

Etude de l'effet photoélectrique de quelques composés métalliques binaires et de l'anthracène. On obtient en général un effet bien net, effet qui, d'abord très petit, croît avec la durée d'exposition (sauf pour l'iodure d'antimoine). Ceci s'explique en admettant que ces sels ne sont pas sensibles physiquement aux radiations de longueur d'onde supérieure à 1849, mais qu'il y a décomposition chimique du sel, et que la lumière agit ensuite sur le métal : plus le sel est stable, moins en effet l'action est grande.

A signaler comme particularité que $ZnCl_2$ et P_2O_5 desséchés ne donnent rien, mais montrent un effet appréciable après contact avec l'air humide, tandis que l'effet photoélectrique de l'eau paraît presque nul.

Enfin l'anthracène obéit, au point de vue de l'activité en fonction de la fréquence, à la même loi que les métaux.

L. LETELLIER.

(1) *Trans. Brit. Assoc.*, 1910, p. 543.

A.-S. EVE. — Comparaison de l'ionisation en vase clos produite par les rayons de Röntgen et γ . — P. 432.

L'auteur a employé trois méthodes : 1° les rayons frappent un cylindre du métal étudié couvrant la partie supérieure d'un électroscope ; 2° le cylindre renferme une tige métallique isolée en communication avec les feuilles d'or de l'électroscope ; 3° le cylindre renferme la tige axiale d'un électromètre de Wulf chargé à 200 volts ; on observe la chute de potentiel due au rayonnement.

On absorbe les rayons β du radium au moyen d'un fort électro-aimant. Les intensités croissantes d'ionisation à l'intérieur des corps se classent dans l'ordre suivant :

Pour les rayons de Röntgen..	Pb	Cu	Fe	Zn	carton	Al
Pour les rayons γ	carton	Al	Fe	Zn	Cu	Pb

Pour expliquer cette contradiction apparente, M. Eve fait remarquer que l'ionisation par les rayons de Röntgen est due à la mise en liberté d'électrons et à la formation d'agrégats d'électrons dans l'air.

Au contraire, l'ionisation par les rayons γ serait due aux rayons secondaires β engendrés par réflexion multiple.

A. M. TYNDALL. — Sur la décharge émanant d'une pointe électrisée. — P. 427.

Au moyen de la décharge entre une pointe et une plaque, l'auteur compare la mobilité des ions positifs et négatifs. La plaque employée est entourée de trois anneaux de garde concentriques. Au moyen de galvanomètres reliés à ceux-ci d'un côté, mis à la terre de l'autre, on connaît la distribution du courant. Les valeurs des mobilités trouvées concordent avec celles que fournissent les autres méthodes de mesure, de sorte qu'il est encore impossible de décider s'il y a toujours une décharge inverse allant du plateau à la pointe (1).

Le même appareil a servi à M. Tyndall pour étudier la distribution du courant dans le cas où on observe près de la plaque une lueur provenant d'une décharge inverse.

(1) V. TYNDALL, *Phil. Mag.*, XXI, p. 583 (1911) ; *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 489 (1911).

A.-ANDERSON et T. KEANE. — Sur la théorie et la mesure des charges résiduelles. — P. 437.

D'après Maxwell, la quantité d'électricité contenue dans un diélectrique limité par deux électrodes planes et de surface A est :

$$\frac{Ac}{4\pi} (K_0\tau_0 - K_1\tau_1)$$

(K_1, K_0 , constantes diélectriques ; τ_1, τ_0 , résistances spécifiques aux deux surfaces).

Le rapport de la charge résiduelle q , après mise à la terre, à la charge initiale Q_1 , sera :

$$\frac{q}{Q_1} = \frac{K_0\tau_0 - K_1\tau_1}{K_1\tau_1}$$

Si on admet que $K_0 = K_1$, on a :

$$\frac{q}{Q_1} = \frac{\tau_0 - \tau_1}{\tau_1}$$

Les auteurs interprètent cette formule en admettant l'existence d'une atmosphère d'électrons dans le diélectrique, raréfiée du côté négatif.

L'expérience donne, dans le cas du soufre :

$$\frac{q}{Q} = \frac{0,05V}{V + 10}$$

(V , différence de potentiel des plateaux en volts).

Discussion mathématique ; la théorie de Maxwell est insuffisante.

A. GRUMBACH.

H.-A. BUMSTEAD et A.-G. Mc GOUGAN. — Sur l'émission d'électrons par les métaux sous l'influence des rayons α . — P. 462-483.

Le nombre de rayons δ émis par un métal, lorsqu'il est frappé par des rayons α , dépend de la vitesse de ces rayons, de la même manière que pour l'ionisation des gaz. Des courbes ont été tracées pour l'aluminium, le cuivre, l'or, le plomb et le platine ; ces courbes sont semblables et analogues à celles de Bragg.

Quand le vide a été fait, la grandeur du phénomène et la valeur du champ nécessaire à la saturation décroissent progressivement; il est probable que cela est dû à la disparition d'une couche de gaz absorbé.

Le polonium et le dépôt actif du thorium émettent une radiation absorbable par $0,64 \times 10^{-4}$ centimètres d'aluminium; cette radiation provoque l'émission d'électrons par les métaux qu'elle rencontre; elle consiste en un rayonnement primaire et un rayonnement secondaire formé d'électrons dont les vitesses sont comprises entre

$$24,4 \cdot 10^8 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}} \quad \text{et} \quad 38 \cdot 10^8 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$$

La radiation secondaire est émise non seulement par la source, mais aussi par les corps que les rayons α rencontrent; elle provoque d'émission d'une partie au moins des rayons δ , et peut-être de tous.

J. CHADWICH. — Rayon γ émis par les rayons β du radium. — P. 594-600.

Un champ magnétique concentre sur une surface métallique le rayonnement β émis par une ampoule contenant de l'émanation du radium, les rayons γ ainsi formés sont envoyés dans une chambre d'ionisation, protégée du rayonnement γ primaire. Les métaux suivants ont été étudiés: uranium, plomb, étain, zinc, aluminium.

La quantité de radiation excitée décroît avec le poids atomique du corps; elle est d'autant moins pénétrante que le poids atomique est plus faible. Pour étudier l'absorption, une et deux plaques de fer de $1^{\text{cm}},3$ ont été intercalées sur le parcours des rayons secondaires; ces derniers ont des pouvoirs pénétrants très différents; ils sont en général moins pénétrants que les rayons γ primaires. Des expériences avec l'aluminium ont donné les mêmes résultats.

Le rayonnement γ secondaire émis par l'uranium n'est que les $\frac{3}{10}$ du rayonnement primaire. La plaque métallique était frappée par tous les rayons β ayant des vitesses allant jusqu'à $29 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

Avec une ampoule dont les parois étaient suffisamment minces pour laisser passer les rayons α , on a également observé la formation de rayons γ par ceux-ci.

ED. SALLES.

LOUIS B. SMYTH. — Sur les quantités d'émanation du radium diffusée du sol dans l'atmosphère. — P. 632-637.

Dans un travail antérieur en collaboration avec le professeur Joly, l'auteur avait recherché la quantité d'émanation du radium diffusée à travers le sol, pour diverses profondeurs et dans diverses circonstances atmosphériques. Il avait constaté que les résultats s'accordaient bien avec les teneurs constatées dans l'atmosphère et que la chaleur tendait à diminuer la richesse des gaz contenus dans le sol.

Dans une nouvelle série d'expériences, il reprend cette question et précise ses conclusions.

M. LESLIE. — Comparaison des coefficients de diffusion de l'émanation du thorium et de l'émanation de l'actinium et note sur leurs périodes de transformation. — P. 637-647.

Les valeurs trouvées pour les coefficients de diffusion des émanations du thorium et de l'actinium diffèrent notablement et sont toutes deux supérieures à celles que l'on calcule d'après le poids moléculaire de l'élément en se servant de la théorie de la désintégration. L'auteur a cherché à mettre en évidence la cause d'erreur altérant le résultat.

Il a trouvé que les valeurs expérimentales dépendent de l'ionisation de l'appareil de diffusion et du mode de captation du dépôt actif. En opérant correctement, on trouve que les poids moléculaires des deux gaz sont sensiblement égaux et que les coefficients de diffusion des émanations du thorium et de l'actinium sont respectivement 0,085 et 0,098,

Quant aux périodes de transformation, elles ont été trouvées égales à 3,92 secondes pour l'actinium et 54,3 secondes pour le thorium.

H. GREIGER et J.-M. NUTTALL. — Les particules α émises par le thorium et l'actinium. — P. 647.

Les auteurs ont montré dans des mémoires précédents qu'il existe une relation quantitative entre le taux des particules α émises et la constante de transformation du produit dont elles émanent.

Ils ont cherché à déterminer le taux des particules α émises par les produits de la série de l'actinium et du thorium en employant le même appareil que pour les particules α de l'uranium.

Les résultats trouvés sont les suivants :

Substance	Émission à		Vitesse initiale
	0° C.	15° C.	
Uranium 1.....	2,37 cm.	2,50 cm.	1,47 10 ⁹ $\frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$
Uranium 2.....	2,75	2,90	1,54
Ionium.....	2,85	3,00	1,56
Radium.....	3,13	3,30	1,61
Ra Emanation.....	3,94	4,16	1,74
Radium A.....	4,50	4,75	1,82
Radium C.....	6,57	5,94	2,06
Radium F.....	3,58	3,77	1,68
Thorium.....	2,58	2,72	1,51
Radiothorium.....	3,67	3,87	1,70
Thorium X.....	4,08	4,30	1,75
Th Emanation.....	4,74	5,00	1,85
Thorium A.....	5,40	5,70	1,93
Thorium C ₁	4,55	4,80	1,82
Thorium C ₂	8,16	8,60	2,21
Radioactinium.....	4,36	4,60	1,80
Actinium X.....	4,17	4,40	1,77
Act. Emanation.....	5,40	5,70	1,93
Actinium A.....	6,16	6,50	2,02
Actinium C.....	5,12	5,40	1,89

Si l'on trace une courbe dont les points ont pour coordonnées les logarithmes des constantes de transformation et les logarithmes des taux d'émission de particules α , on trouve, comme pour les produits de la série du radium et de l'actinium, une droite qui est comprise entre les droites des deux séries précédemment étudiées et leur est parallèle.

MARY TAYLOR. — Sur l'émission du son par une source située sur l'axe d'un cylindre. — P. 655-664.

Ce problème a été proposé par Rayleigh dans son ouvrage sur la théorie du son. Il est intéressant par ce fait que l'émission d'énergie est une fonction discontinue de la fréquence. Quand la fréquence augmente, l'émission devient infinie pour une série de valeurs de la fréquence et redevient finie immédiatement après. Ceci dans le cas

de forces non dissipatrices. L'auteur examine ensuite ce qui se passe dans le cas contraire.

BORTHWICK. — Mesure du potentiel de décharge dans le voisinage d'une électrode à n pointes. — P. 608-618.

Dans un mémoire sur la décharge d'une pointe dans l'air, Chattock et Tyndall ont montré que la valeur du champ à la surface d'une pointe pouvait être obtenue en mesurant le rapprochement des lignes de forces à son extrémité, rendue hémisphérique pour la commodité des calculs. Ils avaient trouvé que le champ à la surface de la pointe était indépendant de la distance des électrodes et, lorsque la pointe était positive, indépendant aussi du courant. Lorsque la pointe est négative, il semble que le champ diminue quand l'intensité du courant augmente. Des ions négatifs extérieurs diminuent le champ de décharge à la surface d'une pointe positive, tandis que des ions positifs n'ont pas d'effet sur une pointe négative, sauf lorsque leur source en est très rapprochée.

L'auteur montre que la chute de potentiel au voisinage immédiat d'une pointe se déchargeant sur un plan est indépendante du courant et de la distance entre les électrodes. La différence de potentiel nécessaire pour amener la décharge est légèrement supérieure quand la pointe est négative à la valeur qu'elle a lorsque la pointe est positive.

H. GEIGER et RUTHERFORD. — Enregistrement photographique des particules α . — P. 618-623.

Les auteurs ont décrit en 1908 une méthode électrique permettant de compter par la déviation de l'aiguille d'un électromètre le nombre de particules α émises par les substances radioactives. Mais ils ne pouvaient compter plus de 10 particules α par minute. Grâce à l'emploi d'électromètres plus sensibles, à celui de l'hélium comme gaz inerte dans l'appareil, et à l'enregistrement photographique, ils ont pu non seulement arriver à compter jusqu'à 900 particules α par minute, mais encore à reconnaître si une ou plusieurs particules rencontrent l'électrode au même instant. Les nombreuses expériences faites permettront sans doute de déterminer le nombre de particules α émises par seconde par 1 gramme de radium.

Les auteurs montrent ensuite comment on peut distinguer l'ionisation produite par les particules α de celle due au recul des atomes, recul qui accompagne l'émission des particules.

H. VIGNERON.

THE ASTROPHYSICAL JOURNAL ;

Vol. XXXV ; janvier à juin 1912.

FERNANDO SANFORD. — Les déplacements des raies spectrales sous l'influence de la pression. — P. 1-9.

On a proposé trois explications différentes pour l'élargissement et le déplacement des raies vers les grandes longueurs d'ondes sous l'influence de la pression. Fitzgerald et Larmor les attribuent à une augmentation du pouvoir inducteur spécifique du milieu dans lequel les oscillations se produisent ; Humphreys à une action magnétique des molécules les unes sur les autres ; Richardson à une réaction sur l'atome des vibrations qu'il a provoquées par induction électrostatique sur les atomes voisins.

De ces trois théories, M. Sanford préfère la première. Celle de Richardson conduit, en effet, à des valeurs numériques complètement en désaccord avec les faits observés. D'après celles d'Humphreys, on devrait s'attendre à ce que les plus grands déplacements s'observent dans les métaux les plus fortement magnétiques ; et c'est l'opposé qui paraît avoir lieu. Le critérium de celle de Fitzgerald serait que, les plus grands déplacements se produisent avec les métaux dont les vapeurs ont le plus grand pouvoir inducteur spécifique. Mais les pouvoirs inducteurs spécifiques des métaux n'ont pas été mesurés. Pour vérifier la théorie de Fitzgerald, M. Sanford examine les propriétés des métaux liées à leurs pouvoirs inducteurs spécifiques, et conclut que les déplacements sous l'influence de la pression varient précisément comme ces propriétés.

HENRY-G. GALE et WALTER-S. ADAMS. — Recherche sur les spectres du fer et du titane sous des pressions modérées. — P. 10-47.

Recherche sur le spectre d'arc du fer à une pression de 9 atmosphères, et sur ceux d'arc et d'étincelle du titane sous des pressions

variant du vide partiel à 17 atmosphères entre les longueurs d'ondes λ 3.600 et λ 6.800. Les auteurs concluent de leur travail que les renversements des raies sont fonction de la longueur d'onde, plus fréquents pour les courtes longueurs d'ondes.

En réduisant la pression au-dessous de 1 atmosphère, les raies renforcées du titane deviennent relativement plus fortes.

Les raies du fer de basse température forment un groupe distinct ayant de faibles déplacements avec la pression. Les autres raies du fer peuvent être partagées en trois groupes dont les déplacements sont dans les rapports 1 : 2,3 : 4,5.

Il est vraisemblable que, pour les raies du fer d'un même groupe et d'un même type de séparation, il y a une relation directe entre les déplacements par la pression et les séparations magnétiques. Dans le cas du titane, cette relation n'apparaît pas.

Les déplacements moyens pour les quatre groupes du fer paraissent fonction de la troisième puissance de la longueur d'onde, pour le titane de la seconde puissance, pour quelques raies du calcium de la première puissance.

Les raies renforcées du titane se déplacent beaucoup plus que les autres raies.

Dans une atmosphère d'hydrogène, les déplacements des raies renforcées sont notablement plus grands que dans une atmosphère d'air ou d'anhydride carbonique; les autres raies montrent les mêmes déplacements.

Les déplacements des raies dans l'étincelle du titane sont plus grands en moyenne que dans l'arc.

HERBERT-A. CLARK. — Réflexion sélective des sels de chrome et de quelques autres acides oxygénés. — P. 48-74.

A l'aide d'un spectromètre dont l'organe sensible était un radiomètre, l'auteur a étudié la réflexion sélective des sels acides de chrome dans la région spectrale de $1,5 \mu$ à 16μ ; les surfaces réfléchissantes étaient, suivant la nature des sels, soit une surface naturelle polie, soit une surface formée en réduisant le sel en poudre, en le comprimant contre une lame d'acier, et en polissant le conglomerat ainsi formé, soit, pour les sels les plus déliquescents, en comprimant la poudre contre une lame de sel gemme et en observant la lumière réfléchie entre les deux surfaces. Le pouvoir réflecteur des

miroirs ainsi formés était souvent très faible, mais M. H.-A. Clark ne s'était pas proposé de l'étudier pour lui-même, mais simplement de localiser dans le spectre les positions de ses maxima et de les comparer avec les poids moléculaires des sels.

Les longueurs d'ondes de ces maxima paraissent augmenter régulièrement avec le poids atomique de la base.

PIERRE WEISS. — Notes de M. Ritz sur les spectres de bandes.

Reproduction d'une note ajoutée par P. Weiss aux *Œuvres de W. Ritz*.

A. FOWLER. — Le spectre de la comète Morehouse. — P. 85-91.

MM. de La Baume-Pluvinel et Baldet, dans leurs recherches sur le spectre de la comète Morehouse, avaient confirmé la présence des bandes de l'oxyde de carbone à très basse pression découvertes par M. Fowler, et donné des formules groupant ces bandes en séries. M. Fowler, en prenant pour longueur d'ondes des nombres déterminés en laboratoire, trouve des formules de séries qui satisfont un peu mieux aux observations que celles de MM. de La Baume-Pluvinel et Baldet.

G.-C. ABBOT et F.-E. FOWLE Jr. — Sur la meilleure valeur de la Constante solaire. — P. 92-100.

Réponses aux critiques de M. Fr. Very (*J. de Phys.*, II, p. 127).

GORDON-S. FULCHER. — L'effet Stark-Doppler pour les rayons-canaux de l'hydrogène dans l'air. — P. 101-108.

M. Gordon-S. Fulcher a montré dans une première série d'expériences que la lumière des rayons-canaux est produite par leur collision avec les molécules du gaz dans lequel ils se meuvent. Il avait alors émis l'hypothèse que ces collisions obéissaient aux lois des chocs parfaitement élastiques, ce qui entraînait comme conséquences que les rayons-canaux neutres ne devaient pas émettre de quantité appréciable de lumière, et que c'était les molécules frappées et non

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Novembre 1912.)

62

les molécules frappantes qui, rendues lumineuses par le choc, montraient l'effet Stark.

C'est pour vérifier cette hypothèse que l'auteur a entrepris ces nouvelles expériences.

L'appareil producteur de rayons-canaux est analogue à ceux des expériences précédentes. La chambre à décharge communique par un tube capillaire avec un réservoir à hydrogène ; elle n'a d'autres communications avec la chambre des rayons-canaux qu'un petit trou de $0^{\text{mm}},2$ dans la cathode. Les rayons-canaux qui en sortent sont projetés axialement dans un tube capillaire de $0^{\text{mm}},3$ de diamètre qui communique avec un réservoir d'air. L'air qui sort de ce capillaire et l'hydrogène qui sort de la chambre à décharge sont extraits continuellement par une pompe Gaede. Le courant d'air ainsi produit est suffisant pour empêcher l'hydrogène de pénétrer en quantité appréciable dans le capillaire, où il n'y a donc d'autre cause possible de raies de l'hydrogène, que les rayons-canaux de l'hydrogène, lumineux par suite de leurs chocs contre les molécules d'air. Il suffit d'examiner si les raies de l'hydrogène y présentent l'effet Stark pour déterminer si oui ou non les rayons-canaux de l'hydrogène sont arrêtés par leurs chocs avec les molécules d'air, s'ils conservent leur énergie, ou s'ils la cèdent aux molécules frappées.

Lorsque les rayons-canaux de l'hydrogène bombardent des molécules d'hydrogène, les raies séries H_{β} et H_{γ} montrent l'effet Stark très nettement. La raie « en repos » se voit très distinctement séparée par un minimum d'intensité de la « raie déplacée » diffuse. Mais, quand les rayons-canaux de l'hydrogène bombardent les molécules d'air, on obtient la raie déplacée seule. On peut conclure de là que les rayons-canaux sont bien rendus lumineux par suite de leur collision avec les molécules de gaz, mais que ces chocs ne sont pas parfaitement élastiques et que les rayons conservent presque toute leur vitesse. Ces collisions paraissent d'un type intermédiaire entre les collisions parfaitement élastiques des molécules ordinaires des gaz, et les collisions presque inélastiques des rayons α avec les molécules des gaz.

HARVEY-BRACE LEMON. — Etudes spectroscopiques sur l'hydrogène.
P. 109-124.

Il existe de grandes divergences entre les résultats de diverses

recherches faites pour déterminer les relations entre les intensités relatives des raies de l'hydrogène et la température du gaz lumineux, M. Lemon pense que ces divergences proviennent de ce que les chercheurs ont toujours négligé dans leurs mesures photométriques le spectre continu de l'hydrogène qui, très faible dans le rouge, est très marqué dans le bleu et le violet. Si l'on veut avoir l'intensité réelle d'une raie, il faut mesurer l'intensité du spectre continu dans le voisinage de la raie, et la retrancher de l'intensité mesurée de la raie.

Par ce procédé de mesure, l'auteur a étudié en plaçant le tube lumineux dans des enceintes à des températures de 300° et de 100° absolus, les intensités des raies de séries H_{α} , H_{β} , H_{γ} des groupes *a* et *b* et du fond continu qui leur est immédiatement adjacent. Il se servait d'un spectrophotomètre de Brace, et opérait dans des conditions électriques constantes.

A basse température le spectre sérié s'affaiblit d'environ la moitié de sa valeur normale ; le spectre complexe devient 1,5 à 2 fois plus fort, le fond continu augmente d'une quantité négligeable. L'énergie rayonnante tend donc à passer quand le tube se refroidit du spectre sérié au spectre complexe. Or le premier de ces spectres serait caractéristique des substances qui rayonnent à des températures bien supérieures à celles de leur point d'ébullition, le second des substances comme le fer et le titane qui rayonnent dans un état voisin de l'état solide et liquide. Les spectres continus sont caractéristiques des corps incandescents. L'hydrogène possède simultanément ces trois sortes de spectres ; mais, quand sa température se rapproche de sa température de liquéfaction, ses spectres prédominants deviennent le spectre complexe et le spectre continu, ceux qui sont caractéristiques de substance voisine de l'état liquide ou solide.

J. KOENIGSBERGER. — Sur l'origine de l'absorption continue sélective dans les spectres de bandes et dans les spectres sériés. — P. 139-143.

F. E. FOWLE — Détermination à l'aide de la spectroscopie de la quantité de vapeur d'eau. — P. 149-162.

Cette recherche de M. Fowle a pour but de rendre possible la détermination de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère par l'observation de certaines des bandes d'absorption de cette vapeur dans le spectre des corps célestes.

En traçant le long d'un spectre d'énergie une ligne laissant au-dessous d'elle les sinuosités produites par les bandes d'absorption, on peut définir la transmissibilité d'une radiation comme le rapport des ordonnées de la courbe d'énergie pour les radiations choisies à celles de cette ligne aux points directement au-dessus.

M. Fowle donne dans ce premier mémoire des graphiques indiquant la relation entre la transmissibilité ainsi définie des radiations Φ et ψ , $\lambda = 1,47$ et $\lambda = 1,13$ d'un brûleur Nernst et la quantité d'eau précipitable ⁽¹⁾ contenue dans la colonne d'air traversée par ces radiations. Il se propose d'appliquer ces résultats, dans un prochain mémoire, à la détermination de la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère.

ARTHUR S. KING. — Influence de la pression sur les spectres du four électrique. Second mémoire. — P. 183-212.

Ce mémoire complète les résultats obtenus par l'auteur dans sa première étude. En voici les principaux.

Les déplacements des raies du fer pour des pressions de 1 à 24 atmosphères et des raies du titane et du vanadium de 8 à 16 atmosphères sont proportionnels aux pressions

Des différences de températures d'au moins 500° C., pour des pressions de 20 atmosphères, ne produisent pas de variations dans les déplacements.

Les variations dans la quantité de vapeur présente dans le tube, et dans la longueur du tube, non plus que l'addition de vapeurs étrangères, n'introduisent pas de changements dans les déplacements.

Le four donne en général des déplacements beaucoup plus grands que l'arc. L'auteur pense que cela provient de la différence d'apparence des raies des deux spectres.

Les mesures ont porté principalement sur les raies renversées ; pour le titane, où les raies étudiées n'étaient pas renversées, M. King a complété son étude par la mesure de l'effet de la pression sur les raies d'absorption ; la lumière d'un arc traversait alors les vapeurs de titane du four électrique. Les déplacements pour les raies d'absorption sont du même ordre que pour les raies d'émission, mais les

⁽¹⁾ Epaisseur d'eau contenue dans une colonne de section donnée, qui produirait par évaporation dans cette colonne la couche absorbante de vapeur.

premières peuvent être rendues beaucoup plus étroites que les autres et le temps de pose est beaucoup moindre.

F. GOOS. — Longueurs d'ondes étalon dans le spectre d'arc du fer, réduites à l'unité internationale. — P. 221-232.

Longueurs d'ondes et intensités de 184 raies du fer de λ 4284 à λ 5324 mesurées avec un réseau plan de Rowland et rapportées aux étalons secondaires.

EDWARD-P. HYDE. — Corrections dues à la largeur des fentes des spectrophotomètres; nouvelle forme de disque tournant à ouvertures variables. — P. 237-268.

La plupart des spectrophotomètres présentent deux collimateurs; les faisceaux lumineux qui les traversent viennent se juxtaposer dans la lunette d'observation.

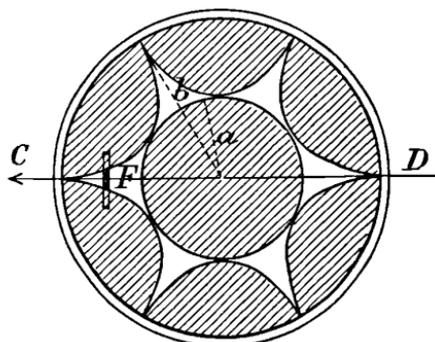


FIG. 1.

L'auteur, après Nichols et Merritt, a recherché théoriquement quelle influence avaient sur les mesures l'impureté des spectres et le fait que les fentes des deux collimateurs n'avaient pas la même largeur. La correction est d'autant moindre que les largeurs des fentes sont plus petites et, pour une somme donnée $a + b$ des deux largeurs, elle est minima lorsque $a = b$. Dans l'étude des corps noirs, la correction est appréciable, même lorsque la différence de température est seulement de quelques centaines de degrés. La correction accroît toujours la différence de température. Pour citer un exemple, la détermination de la température d'un corps noir à environ 2.500° par comparaison avec un autre corps noir à environ 1.500° est en erreur de 80° , si les fentes ont une largeur de $0^{\text{mm}},8$ et si les longueurs

d'ondes des radiations avec lesquelles les mesures sont faites sont $\lambda = 0,5 \mu$ et $\lambda = 0,66 \mu$.

Dans les disques tournants à ouvertures variables employés en photométrie, les ouvertures sont radiales, et la précision relative est beaucoup moindre avec les ouvertures faibles qu'avec les grandes. M. Hyde propose d'employer pour la spectrophotométrie un disque perforé présentant des ouvertures non radiales, tel que le représente la figure. A la distance a du centre, l'ouverture totale est d'environ 324° correspondant à une transmission de 90 0/0; à la distance b , la transmission est nulle; entre ces deux limites on peut obtenir toutes les transmissions. Le disque tournant peut se mouvoir dans la direction CD devant la fente F du collimateur (fig. 4). L'auteur a calculé la forme des bords des ouvertures de façon à ce que la variation de la transmission de la lumière soit presque proportionnelle au déplacement du disque. Ce disque permet, comme on le voit, de faire varier la quantité de lumière transmise dans des rapports beaucoup plus grands que les autres, et il est d'une construction beaucoup plus simple. Il ne peut s'appliquer qu'à l'étude de sources de faibles dimensions (¹).

W.-J. HUMPHREYS. — Les déplacements des raies spectrales sous l'influence de la pression. — P. 268-272.

Réponse au mémoire de M. F. Sanford analysé plus haut. M. Sanford est partisan d'une théorie basée sur le pouvoir inducteur spécifique du milieu dans lequel les oscillations se produisent; M. Humphreys fait remarquer que cette théorie n'explique pas les déplacements des raies vers les courtes longueurs d'ondes. La principale objection faite à la théorie de Humphreys d'une action magnétique des molécules les unes sur les autres, est que ce ne sont pas les métaux les plus fortement magnétiques qui présentent les plus grands déplacements. M. Humphreys indique qu'il ne s'agit pas des propriétés magnétiques des masses froides des éléments, mais de celles de leurs atomes quand ils sont lumineux, et que les unes peuvent être différentes des autres. Quelles que soient, au reste, les difficultés de sa théorie et de celles du phénomène de Zeemann, on doit considérer comme certain :

(¹) Son principe est le même que celui de nombreux sensitomètres photographiques.

a) Que les particules lumineuses étant influencées par un champ magnétique extérieur doivent avoir un champ magnétique qui leur est propre ;

b) Puisque ces particules sont influencées par un champ magnétique extérieur, elles doivent l'être aussi par les champs magnétiques de leurs voisines.

W. J. HUMPHREYS. — Sur la « Lumière de la terre » ou l'éclat du ciel de minuit, abstraction faite de la lueur des étoiles. — P. 273-278.

Yntema, dans un mémoire sur la lumière totale des étoiles (¹, conclut que la lumière du ciel, la nuit, est composée de deux parties : l'une provenant directement des étoiles, l'autre ayant sa source dans l'atmosphère. Cette dernière, appelée « lumière de la terre », n'est due qu'en partie à la lumière diffuse des étoiles ; il semble probable que le reste est dû, entièrement ou en partie, à une aurore permanente.

Abott, au mont Whitney (4.420 mètres), a trouvé des résultats en accord avec ceux de Yntema obtenus au bord de la mer. La lumière de la terre est donc un phénomène lié à la haute atmosphère.

M. Humphreys admet que cette lueur peut bien provenir en partie d'une aurore permanente, mais lui donne aussi une autre origine, le bombardement de l'atmosphère extérieure par des matériaux d'origine cosmique.

R. ROSSI. — Sur une origine possible des raies spectrales près des pôles d'un arc métallique. — P. 279-285.

On a souvent fait remarquer que les raies d'étincelles qui apparaissent dans l'arc sont souvent plus intenses au voisinage des pôles qu'au milieu. M. Rossi montre que la température ou la chute de potentiel peuvent expliquer ce fait.

I.-H. HAVELOCK. — Le déplacement des raies spectrales sous l'influence, de la pression. — P. 304-314.

Etude critique sur les théories émises sur ce phénomène. D'après l'auteur, les théories basées sur une influence magnétique des atomes

(¹ *On the brightness of the Sky and the total amount of Starlight* Gröningen, 1902).

voisins de la vapeur métallique, ou des gaz, qui les entourent, ou sur les propriétés diélectriques de ces gaz, conduisent à des déplacements qui sont de beaucoup trop petits. Des déplacements d'un ordre de grandeur convenable se déduiraient de l'influence électrique des atomes voisins de la vapeur métallique.

Les formules de l'auteur se déduisent des formules de dispersion et s'appliquent d'abord aux raies d'absorption.

THÉODORE LYMAN. — Spectre d'étincelle des terres alcalines dans la région de Schumann. — P. 341-353.

Ritz et Saunders avaient prédit par des considérations théoriques l'existence de certaines raies dans la région de Schumann des spectres des métaux alcalins. Quand ces prédictions ont été faites, les spectres de ces substances dans les régions de très courtes longueurs d'onde n'avaient jamais été observés. M. Lyman a réussi à les photographier et a découvert une partie au moins des raies dont l'existence était prédite.

La principale modification apportée au dispositif de ses expériences précédentes a été de faire circuler un courant d'hydrogène dans l'enceinte dans laquelle l'étincelle se produit. Il a pu ainsi étudier les spectres jusqu'à l'extrême limite de la transparence de la fluorine.

JULES BAILLAUD.

ANNALEN DER PHYSIK;

T. XXXVIII, n° 10, et t. XXXIX, n° 11, 12 et 13; 1912.

MAX ABRAHAM. — Réponse à une remarque de M. Einstein. — P. 1056-1058.

Le fondateur lui-même de la théorie de relativité l'a ébranlée en renonçant au postulat de la constance de la vitesse de la lumière; il lui a donné, d'après l'auteur, le coup de grâce en cessant d'affirmer l'invariance des équations du mouvement dans les transformations de Lorentz. Quant à sa propre théorie, l'auteur ne pense pas du tout qu'elle « doive être abandonnée, même si l'on s'en tient au point de vue mathématique ». Ce qu'il faut abandonner, c'est la conception

de relativité : considérons un système de référence tel que le champ de gravitation y soit statique ou quasi statique ; un mouvement rapporté à ce système sera dit absolu. D'ailleurs MM. Max Abraham et Einstein arrivent par deux voies différentes à un certain nombre de formules identiques, elles doivent avoir une signification indépendante des deux théories.

A. EINSTEIN. — Réponse à une note de M. Max Abraham. — P. 1059-1066.

L'auteur distingue deux principes dans la théorie de relativité :

1° Le principe de relativité proprement dit, dont nous n'avons aucune raison de mettre en doute la généralité ;

2° Le principe de la constance de la vitesse de la lumière, qui ne s'applique que dans le domaine du temps et de l'espace où le potentiel de gravitation est constant.

Il est vrai que le vecteur de gravitation ne rentre pas sans contradiction dans la théorie de la relativité. Mais cela ne la condamne pas plus que la découverte du mouvement brownien n'a ruiné l'hydro-mécanique.

C'est la tâche de l'avenir de trouver une théorie exprimant l'équivalence de la masse d'inertie et de la masse d'attraction.

MAX ABRAHAM. — Encore relativité et gravitation.

Remarques à propos de la réponse de A. Einstein. — P. 444-448.

Dans le nouvel énoncé du principe de relativité qu'il formule, Einstein parle d'un système *isolé* ; or on ne peut isoler un système par rapport au champ de gravitation, le principe n'est donc jamais applicable. De même, si la théorie de relativité ne s'applique qu'à un domaine où le potentiel de gravitation est constant, elle ne peut s'appliquer qu'à un système soustrait à la pesanteur et où il n'y aurait ni matière ni énergie. L'auteur reconnaît d'ailleurs que cette théorie, qui est un danger pour le développement de la physique, a permis d'obtenir des résultats durables. Quant à l'hypothèse de l'équivalence, elle lui paraît fragile ; elle ne peut s'appliquer qu'à la mécanique de Galilée-Newton.

A. EINSTEIN. — Remarque à propos de la note de M. Max Abraham :
« Relativité et Gravitation ». — P. 704.

Chacun maintenant son point de vue, il est inutile, dit Einstein, de continuer la discussion.

GUSTAVE MIE. — Principes d'une théorie de la matière.
T. XXXVII, p. 511-534, et XXXIV, p. 1-40.

L'auteur suppose que l'électron n'est pas essentiellement différent du reste de l'éther. Un électron est simplement une région de l'éther qui possède une charge électrique ; il y a encore un champ électromagnétique à l'intérieur de l'électron et l'on passe d'une manière continue de l'état de l'éther « pur » à l'état de l'éther à l'intérieur de l'électron.

Il admet de plus que le principe de relativité est général et que les champs électriques et magnétiques, la charge et le courant électrique suffisent pour expliquer tous les phénomènes de l'univers. Il obtient alors une forme générale des équations de l'éther qui lui semble être la seule possible.

Il montre que l'existence d'électrons indivisibles est compatible avec sa théorie et qu'il doit exister une équation d'univers conduisant à cette conception, mais il n'en peut pas déterminer la forme exacte.

L. MANDELSTAM. — Réponse aux observations de MM. O. Lummer et F. Reiche à propos de mon article : « La théorie d'Abbe sur la formation des images dans le microscope ». — P. 493-495.

L'auteur insiste surtout sur ce fait qu'il est le premier — il le maintient — à avoir signalé : les objets lumineux par eux-mêmes peuvent donner des images à structure fautive, tout comme l'a montré Abbe pour les objets non lumineux (multiplication du nombre des traits d'un réseau, etc.).

D. ROSCHDESTWENSKY. — Dispersion anormale dans la vapeur de sodium.
P. 307-345.

L'auteur s'est proposé de voir si la formule de dispersion de

Sellmeier :

$$n = 1 + \frac{a_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} \times \frac{a_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2},$$

s'applique au voisinage des raies D_1 et D_2 . Les mesures ont été faites à l'extérieur et à l'intérieur des deux raies jusqu'à des longueurs d'onde différant de 0,4 unité d'Angström de celle des deux raies. La méthode employée est celle de Puccianti; on disperse au moyen d'un réseau les franges d'interférence obtenues par un dispositif analogue à celui de Jamin; on photographie ce spectre. M. Roschdestwensky a imaginé une méthode pour mesurer le rapport $\frac{a_1}{a_2}$ et la quantité $\frac{\partial n}{\partial \lambda}$. (Elle consiste à interposer une lame de verre sur le trajet du faisceau qui ne traverse pas la vapeur de sodium. Les courbes obtenues sur le spectrogramme présentent alors un maximum et un minimum; on mesure les longueurs d'onde correspondantes.)

Ce rapport $\frac{a_1}{a_2}$ varie très peu — peut-être même pas du tout — avec la densité de la vapeur.

La formule de Sellmeier est vérifiée à 2,5 0/0 près; pourtant on constate des écarts systématiques que des erreurs d'expérience ne suffisent pas à expliquer.

J. BECKENKAMP. — Le type tétrakishexagonal ou octaédrique de cristaux.
P. 346-376.

Considérations sur la structure des cristaux.

L'auteur pense que le quartz a une structure octaédrique. Il suppose que le milieu a la structure d'un cuboctaèdre et montre que, selon la disposition des molécules, on peut avoir une symétrie hexagonale cubique ou tétragonale. Enfin cette hypothèse permet d'expliquer certaines propriétés physiques des cristaux (piézo et pyroélectricité, magnétisme, double réfraction, élasticité).

AUGUSTE WIEGREFE. — De quelques solutions multiples de l'équation de propagation des ondes $\Delta u + k^2 u = 0$ et de leur application à la théorie de la diffraction. — P. 449-484.

L'auteur considère une arête rectiligne diffractant la lumière dans

un milieu isotrope et transparent. Comparaison théorique (solution de Sommerfeld) et expérimentale de cette diffraction dans le cas d'un écran parfaitement noir ou parfaitement réfléchissant. L'auteur étudie le cas des miroirs de Fresnel, la source étant à l'infini ou à distance finie. Il obtient la solution sous forme d'intégrales qu'il remplace par des formules approchées. Les phénomènes d'interférence sont compliqués par la diffraction, mais cette diffraction est trop faible pour que ses effets aient jusqu'à présent pu être mis en évidence (les franges ne seraient plus des droites et ne seraient pas équidistantes). Considérations sur la réflexion et la réfraction sur les surfaces de Riemann.

PETER HAHMANN. — Formation des dunes de sable dans un courant régulier. — P. 637-676.

L'auteur étudie la formation des dunes en faisant mouvoir rapidement du sable dans un récipient d'eau immobile. Il étudie également l'action d'un courant d'air. De ses expériences et d'observations sur les bords du Rhin et les rives de la mer, il tire les conclusions suivantes :

L'écartement des dunes croît proportionnellement à la vitesse de l'eau. Il augmente également avec la grosseur des grains, avec la température, diminue quand la densité de l'eau augmente. L'écartement des dunes formées par le vent augmente également avec la vitesse, mais il est plus petit pour le sable grossier que pour le sable fin. Enfin dans une partie théorique, l'auteur conclut qu'on ne peut expliquer la forme et l'écartement des dunes qu'en s'appuyant sur la théorie des tourbillons d'Helmholtz.

PHILIPPE FRANK. — Méthode énergétique permettant d'obtenir les formules donnant les masses longitudinale et transversale d'un point matériel. — P. 693-704.

Les trois premières relations entre les masses longitudinale et transversale m_s et m_r , la vitesse v , la quantité de mouvement g et l'énergie W , s'obtiennent par une voie purement dynamique. L'auteur montre qu'on peut arriver à une quatrième équation en ne s'appuyant ni sur la théorie des électrons ni sur le principe de relativité.

Il considère un point matériel animé d'une vitesse u , et l'éner-

gie $W(u)$ qu'il a fallu dépenser pour lui communiquer cette vitesse.

S'il prend alors une vitesse v dans une direction normale à celle de u , la nouvelle énergie $W_u(v)$ qu'il acquiert ou bien sera indépendante de u , ce qui conduit à la mécanique classique en joignant à cette hypothèse la règle du parallélogramme des vitesses¹ (axiome de Duhem), ou bien sera de la forme :

$$W_u(v) = \varphi(u) W(v) = \frac{m_r}{m_s} W(v),$$

où $\varphi(u)$ est une fonction inconnue et $W(v)$ la valeur de $W_u(v)$ pour $u = 0$.

Mais l'énergie totale du point matériel doit être indépendante de l'ordre dans lequel il a acquis les vitesses u et v :

$$W(u) + \varphi(u) W(v) = W(v) + \varphi(v) W(u),$$

d'où on tire :

$$W(u) = k(m_r - m_s).$$

Cette relation, jointe aux trois premières équations, donne :

$$m_r = \frac{m_s}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{k}}}.$$

C'est la relation à laquelle aboutit la théorie de relativité, à condition de prendre k égal au carré de la vitesse de la lumière.

P. JOB.

E. BUCHWALD. — Sur le calcul des oscillations du rayonnement γ . — P. 41-52.

Étude mathématique de la méthode du condensateur double¹.

W. FRIEDRICH. — Distribution dans l'espace de l'intensité des rayons X émis par une anticathode de platine. — P. 377-430.

La méthode consiste à exposer aux rayons X une pellicule photographique courbée suivant un arc de cercle ayant pour centre l'anti-

(¹) MEYER, voir ce vol., p. 402.

cathode et à mesurer son noircissement. Une étude microscopique de l'épaisseur du tube-focus, jointe à l'emploi de lamelles de verre de correction, permet de tenir compte de l'absorption du verre.

Les pellicules restaient toutes le même temps dans les bains de développement et de fixage; la mesure du noircissement se fait au photomètre de Hartmann.

La machine à influence ou la bobine d'induction semblent donner les mêmes résultats.

L'intensité des rayons X dépend de l'azimut; elle a un maximum non à 90°, mais dans une direction déplacée vers la région des petits azimuts, d'autant plus que le pouvoir pénétrant des rayons est plus grand, les expériences ne sont que qualitatives; le noircissement de la plaque dépend d'un trop grand nombre de facteurs, pour que l'auteur ait pu faire des mesures précises par cette méthode.

M. Friedrich a fait alors des mesures électriques. Deux condensateurs plans, l'un fixe, l'autre mobile suivant les différents azimuts, sont mis en opposition. Quand l'ionisation de l'air est la même entre les plateaux de chacun d'eux, l'aiguille de l'électromètre reste au zéro. L'appareil est construit de manière à éviter la production de rayons secondaires; la source d'erreur la plus considérable est la variation de l'état du tube-focus au cours d'une série d'expériences. Les résultats concordent avec ceux de la méthode photographique; ils sont d'accord avec les expériences de Stark qui employait une anticathode de charbon ⁽¹⁾.

A. GRUMBACH.

VALENTINER. — Sur la constante de la loi de Stefan-Boltzmann. — P. 489-492

Réponse au travail récent de M. Gerlach ⁽²⁾, et à la discussion publiée à ce moment par M. Paschen. L'auteur estime que les critiques portées par M. Paschen à la méthode de Kurlbaum ne sont pas fondées; il signale, dans la mesure effectuée par M. Gerlach la possibilité de certaines causes d'erreurs qui permettraient d'expliquer l'écart entre les valeurs trouvées pour la constante de la loi de Stefan-Boltzmann, par M. Gerlach et par lui-même ⁽³⁾.

J. CARVALLO.

(1) J.-S. STARK, *Phys. Zeitschr.*, X, p. 579; 1909.

(2) GERLACH, voir ce vol., p. 497.

(3) VALENTINER, *Ann. der Physik*, t. XXXI, p. 275; 1910.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XIII ; 1912.

H. ROHMANN. — Courants redressés obtenus avec des tensions alternatives dissymétriques. — P. 694-699.

Si, entre les extrémités d'un conducteur qui n'obéit pas à la loi d'Ohm, on applique une différence de potentiel alternative de la forme :

$$V = \cos v_1 t - \cos v_2 t,$$

le courant peut être partiellement redressé. La composante de courant continu dépend du rapport des deux fréquences : si v_2 varie, v_1 étant maintenu constant, elle passe par des maxima pour certaines valeurs déterminées de v_2 . L'auteur s'est appliqué à rechercher les relations qui lient la position et la grandeur de ces maxima et la forme de la caractéristique du conducteur. Il a admis que celui-ci n'était pas un redresseur au sens ordinaire du mot ; c'est-à-dire que l'équation de la caractéristique ne contenait pas de puissances paires de V et qu'elle pouvait s'écrire en se limitant aux deux premiers termes :

$$i = A_1 V + A_3 V^3.$$

Avec un tel conducteur, il est aisé de voir qu'on recueille du courant continu si l'une des fréquences est double de l'autre :

$$\left(v_2 = 2v_1 \quad \text{ou} \quad v_2 = \frac{v_1}{2} \right).$$

Si cette condition n'est pas exactement réalisée $2v_1 - v_2 = \delta v$, on obtient du courant alternatif de fréquence δv . Dans les cas où V provient de la superposition de deux tensions sinusoïdales amorties, le calcul montre qu'on recueille du courant continu tant que v_2 est approximativement égal à $\frac{v_1}{2}$ ou à $2v_1$.

Ces résultats ont été vérifiés expérimentalement par l'auteur sur un tube de Geissler monté entre les bornes d'un condensateur faisant partie d'un circuit oscillant. Il était soumis à deux tensions sinusoïdales amorties provenant l'une de l'oscillation propre du circuit, l'autre de l'oscillation forcée engendrée par un second circuit

excité à l'aide d'une bobine d'induction. Un galvanomètre polarisé mis en série avec le tube de Geissler mesurait le courant continu. On modifiait progressivement les constantes de l'un des circuits en observant en même temps les déviations α du galvanomètre et on traçait les courbes ayant pour ordonnées les valeurs de α et pour abscisses les rapports $\frac{\nu_1}{\nu_2}$ (ν_1 et ν_2 étant les fréquences des oscillations des deux circuits). Conformément aux prévisions du calcul, α est maximum pour $\frac{\nu_1}{\nu_2} = 0,5$ et pour $\frac{\nu_1}{\nu_2} = 2$. Ces maxima sont très aigus comme dans une courbe de résonance. On peut en conclure qu'un tube de Geissler se comporte qualitativement comme un conducteur admettant pour caractéristique :

$$i = A_1 V + A_3 V^3.$$

PAUL DE LA GORCE.

JOSEPH MICZYNSKI. — Contribution à l'étude de la signification, dans la théorie électronique, des vecteurs électriques et magnétiques mesurables. — P. 710-715.

Soient E, F le champ et l'induction électrique, H, B le champ et l'induction magnétiques *observés*. Soient e et h les champs électriques et magnétiques de Lorentz en un point de l'espace. On sait que ces grandeurs sont liées par les relations :

$$\begin{aligned} \bar{e} &= (\text{moyenne de } e) = E, \\ \bar{h} &= B. \end{aligned}$$

L'auteur cherche à représenter aussi par des moyennes les inductions et à donner une définition nouvelle, plus proche de la réalité, aux deux champs.

Il obtient des formules où les champs sont donnés non plus par des intégrales *de volume*, mais par des intégrales *de ligne*. Les inductions sont données par des intégrales *de surface*.

F. KRÜGER et MOELLER. — Absorption des rayons ultra-violetts par l'ozone, application à la détermination de petites quantités d'ozone. — P. 729-732.

Les auteurs ont cherché à mettre tout à fait au point cette méthode

de dosage de l'ozone, et en particulier, à déterminer la limite de la précision qu'elle comporte. A cet effet ils ont repris l'étude de l'absorption des rayons ultra-violetes déjà faite par E. Meyer. Ils mesurent l'effet photoélectrique des radiations d'une lampe à mercure séparées par un prisme en quartz. Ils déterminent la proportion d'ozone dans leur mélange gazeux par un dosage à l'iodure de potassium.

Leurs résultats diffèrent de ceux de E. Meyer en ce sens que le maximum d'absorption est beaucoup plus prononcé dans leurs expériences ($\alpha = 430$ au lieu de 290). Cela tient, d'après eux, à ce que M. Meyer opérait avec un spectre d'étincelle et déterminait au moyen d'une seule analyse l'ozone par l'acide arsénieux. La méthode de dosage de l'ozone par mesure de l'absorption est d'une précision très satisfaisante; plus sensible que les méthodes chimiques, elle l'est moins que l'odorat.

W. VOIGT. — La loi de Kirchhoff ne s'applique pas à l'émission et à l'absorption par les corps hétérogènes. — P. 848-852.

Les expériences de M. Brotherus ⁽¹⁾ sur la vapeur de sodium ont montré que la loi de Kirchhoff ne s'applique pas aux sources hétérogènes. D'autre part, les formules de Voigt sont d'accord avec l'expérience, bien qu'elles supposent exacte la loi de Kirchhoff pour des couches infiniment minces.

M. Voigt se demande si on ne lèverait pas cette contradiction en supposant qu'à l'intérieur de la source hétérogène il se produit des réflexions.

Son étude montre que cette hypothèse ne suffit pas.

En réalité la loi de Kirchhoff n'est démontrée (le principe du retour inverse des rayons est en défaut pour les corps hétérogènes) et ne s'applique qu'aux corps homogènes. Les expériences de Ladenburg et celles de Brotherus le montrent, aussi bien que les considérations théoriques de Voigt, qui permettent même de calculer le rapport exact des pouvoirs émissif et absorbant des sources hétérogènes.

⁽¹⁾ Voir ce vol., p. 634.

N. UMOW. — Méthode spectropolariscopique pour l'étude de l'absorption et de la nature des matières colorantes. — P. 963-971.

Lorsqu'on disperse de la lumière partiellement polarisée, après l'avoir fait passer dans un polariscope de Savart, on obtient deux séries de franges rectangulaires à aspect particulier. Si la polarisation partielle est obtenue par le passage à travers une matière colorante ou par diffusion, l'aspect obtenu est caractéristique de cette matière et permet de se rendre compte de l'absorption. En effet la lumière diffusée est d'autant plus polarisée qu'elle est plus absorbée. — Description de l'appareil employé. L'auteur a fait trois groupes d'observations (deux tableaux comportant de nombreuses figures) :

1° Solutions ou couches transparentes de substances colorées traversées par la lumière polarisée ;

2° Couches transparentes de substances colorées placées sur une surface réfléchissante et éclairées par de la lumière naturelle ;

3° Corps colorés naturellement ou corps incolores mélangés à des colorants observés directement en lumière naturelle. Énumération des substances étudiées. Description des dispositifs employés. Les cent quatre-vingt-cinq figures donnent les aspects obtenus.

MAX ABRAHAM. — Le champ de gravitation (1). — P. 793-797.

La théorie du champ de gravitation de M. Max Abraham est en opposition avec la théorie de relativité et l'hypothèse de l'équivalence d'Einstein. C'est pourquoi l'auteur expose une théorie nouvelle, indépendante du problème du temps et de l'espace (*Raum-Zeit-Problem*) et des questions en suspens dans la dynamique des électrons. Il s'appuie sur une hypothèse fondamentale : c'est que le champ de gravitation est déterminé par la vitesse de la lumière, sur les principes de la mécanique et sur l'hypothèse de la proportionnalité du poids à l'énergie ; enfin il se donne l'expression du tenseur de gravitation. Il obtient les mêmes relations que dans sa théorie primitive.

P. JOB.

(1) Conférence faite au Congrès international des mathématiciens à Cambridge (22-28 août 1912).

PHILIPP FRANK et HERMANN ROTHE. — Sur l'établissement de la transformation de Lorentz. — P. 750-753.

Les auteurs rappellent les travaux de Einstein ⁽¹⁾, W. v. Ignatowsky ⁽²⁾, leur propre étude antérieure ⁽³⁾, et un Mémoire de Wiechert ⁽⁴⁾. Ils se proposent de formuler explicitement toutes les hypothèses sur lesquelles repose la démonstration. On considère deux systèmes S et S'. Le second se meut avec une vitesse v dans la direction des x positifs. Les axes (rectangulaires de l'un des systèmes restent parallèles à ceux de l'autre. Au début, les origines coïncident. On étudie la transformation des x et du temps t : v étant la seule grandeur qui individualise le système S', on aura :

$$(1) \quad x' = \varphi(x, t, v), \quad t' = \psi(x, t, v).$$

Les hypothèses sont les suivantes :

I. Tout mouvement uniforme par rapport à S est uniforme par rapport à S' et réciproquement. Autrement dit : dans le plan x, t , toute droite se transforme en une droite.

II. Deux ou plusieurs mouvements uniformes, ayant dans S une même vitesse, ont aussi dans S' une même vitesse, différente, en général, de la première. Autrement dit : des droites parallèles se transforment en droites parallèles.

III. Les équations de transformation se changent en leurs inverses quand on remplace v par $-v$.

Ces hypothèses conduisent à écrire :

$$x = a(-v)(x' + vt'), \quad t = a_2(-v)(x' + b_2(-v)t').$$

La grandeur $a(v)$ [et de même $a(-v)$] n'est autre que la contraction.

IV. La contraction dépend de la grandeur de la vitesse et non de son sens :

$$a(v) = a(-v).$$

(1) *Ann. d. Phys.*, XVII, 1905; — *J. de Phys.*, 4^e série, t. V, p. 490; 1906.

(2) *Arch. d. Math. u. Phys.*, XVII; — *Phys. Zeitsch.*, XI, 972, 1910. et XII, 779, 1911; — *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, pp. 245, 696, 697, 869; 1911.

(3) *Ann. d. Phys.*, XXXIV, 825; 1911; — *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 562; 1911.

(4) *Phys. Zeitschr.*, XII, 689 et 737; 1911; — *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 866; 1911.

Les équations se simplifient alors et ne contiennent plus que le coefficient α . Des résultats obtenus jusqu'ici on tire la transformation des vitesses :

$$u' = \frac{\alpha^2 v (u - v)}{(1 - \alpha^2) u + \alpha^2 v}.$$

Ici s'introduit une vitesse c désignant la vitesse u qui se transforme en elle-même. On a :

$$\alpha^2 = 1 - \frac{v^2}{c^2}.$$

L'introduction de cette valeur de α dans les équations fournit la transformation de Lorentz ; mais c y est encore une fonction de v . Cette fonction se détermine grâce à l'hypothèse suivante :

V. Le rapport de longueurs d'un même corps dans les deux systèmes est toujours une même fonction de la vitesse relative.

On démontre alors que c est une constante. C'est ainsi que s'introduit la notion d'une vitesse finie invariable.

On voit que les auteurs n'invoquent pas le principe de relativité, mais seulement quelques-unes de ses conséquences. Comme v. Ignatowsky, ils ne font pas appel au principe de la constance de la vitesse de la lumière ; mais admettent l'existence de la contraction longitudinale.

Le fait seul d'écrire les équations (1) au lieu de celles qui constituent la transformation de Galilée, présuppose la possibilité d'un changement de dimensions, et ce changement ne peut nullement être considéré comme une notion obtenue par induction, à partir de faits expérimentaux, au même degré que l'existence d'une valeur finie et constante pour la vitesse de propagation de la lumière.

E. BUDDÉ. — Sur la théorie de l'expérience de Michelson. — P. 825.

Réponse aux critiques de M. Laue (1). L'auteur reconnaît qu'il n'aurait pas dû appliquer le principe de Doppler, croit justifiée la valeur de la vitesse relative dans le verre, exacte en première approximation et pense qu'en ce qui concerne l'influence des dimensions transversales du faisceau lumineux, il convient d'attendre le résultat des recherches dont s'occupent MM. Lummer et Waetzmann.

E.-M. LÉMERAY.

(1) Voir ce vol., p. 595.

C. ZEISSIG. — Détermination graphique de l'épicentre d'un tremblement de terre.
P. 767.

Si l'on connaît les temps d'arrivée P_1 , P_2 , P_3 , des préliminaires à trois stations, on peut déterminer graphiquement la position de l'épicentre d'un tremblement de terre. En adoptant, en effet, pour la distance de cet épicentre à la première station, deux valeurs voisines, mais l'une un peu plus grande et l'autre un peu plus petite que la valeur probable, on déduit de la loi de propagation des ondes longitudinales et des données P_1 et P_2 la position de deux points d'un lieu géométrique de l'épicentre, lieu qui, dans l'intervalle, peut être assimilé à une droite. Un calcul analogue avec P_1 et P_3 donne une deuxième droite dont l'intersection avec la première est l'épicentre cherché.

La construction peut se faire avec une exactitude suffisante sur une carte ordinaire pour des tremblements de terre relativement peu éloignés. Pour les tremblements de terre lointains, il vaut mieux employer un globe ou la méthode de projections stéréographique proposée par M. Otto Klotz (1). Il est en outre avantageux que les stations choisies soient situées de part et d'autre de l'épicentre, sinon il est préférable de déterminer, par le procédé que l'auteur a déjà indiqué (2), l'azimut du foyer. Les coordonnées géographiques de l'épicentre seront alors déduites de l'azimut et de la distance.

K. BERWITZ. — Enregistrement du potentiel de l'air les 16 et 17 avril 1912 (éclipse de soleil) à Brunswick. — P. 767-768.

L'auteur publie les courbes du potentiel du 13 avril à seize heures au 17 avril à seize heures. Il a employé un électromètre de Wulf et un collecteur décrit précédemment (3). On remarque sur les courbes une importante augmentation de potentiel après la phase principale de l'éclipse.

(1) OTTO KLOTZ, *Earthquake Epicentres* (Royal Astron. Society of Canada, May-June 1910).

(2) C. ZEISSIG, *Zwei graphische Methoden der Herdbestimmung von Erdbeben* (*Beitr. z. Geophys.*, XI, 1912).

(3) *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 248 ; 1911.

GEORG BERNDT. — Observations de l'électricité atmosphérique dans la République Argentine. IV. Observations à la campagne. — P. 775-776. — V. Printemps, été, mars et avril. — P. 820-825.

Des observations ont été faites trois fois par jour à huit heures, quatorze heures, vingt heures en pleine campagne, du 9 au 16 février 1912. Les variations du potentiel étaient mesurées à l'aide d'un collecteur à flamme de Lutz, la conductibilité avec un électromètre de Wulf surmonté d'une tige de laiton de 5 millimètres de diamètre et de 30 centimètres de hauteur, préalablement étalonné avec un appareil de Gerdien. M. Berndt pense qu'en éliminant de cette courte série d'observations les journées troublées des 9, 11, 12 et 14 février, il peut tirer de ses mesures la conclusion suivante :

En pleine campagne, la conductibilité est normalement plus grande, la variation de potentiel plus faible qu'au voisinage ou à l'intérieur d'une ville.

Ses expériences lui ont fourni l'occasion d'une remarque relative à l'électrisation de l'ébonite. Ce corps prendrait par frottement, suivant les circonstances, des électricités de signes contraires. Un frottement léger sur une tige d'ébonite que l'on aurait touchée avec des mains humides ou sur laquelle on aurait soufflé provoquerait une électrisation positive. La tige d'ébonite préalablement chauffée, puis frottée énergiquement, se chargerait d'électricité négative.

V. Ce sont les résultats des mesures faites à Buenos-Ayres de septembre 1911 à avril 1912 que publie M. G. Berndt.

En octobre 1911, au cours de cinq journées normales en apparence, l'électromètre a indiqué des potentiels négatifs, et ce changement de signe par journées non troublées s'est reproduit ensuite par intervalles dans tous les mois, sauf en janvier. A la connaissance de l'auteur, il n'a pas été dans de telles conditions observé en Europe, mais on l'a signalé dans les pays désertiques, en Égypte par exemple. Quoi qu'il en soit, il ne se produit à Buenos-Ayres que par vent sec transportant du sable et de la poussière. En février, le phénomène fut particulièrement intense; la variation de potentiel par mètre atteignit — 2.950 volts.

La discussion de sa série d'une année d'observations amène l'auteur aux conclusions suivantes :

L'ionisation présente une variation annuelle avec maximum en été et minimum en hiver ; le potentiel suit une marche inverse.

La charge unipolaire éprouve une double variation avec maxima au printemps et en automne, minima en été et en hiver. L'amplitude de l'oscillation annuelle, en ne tenant compte que des jours normaux, est de 40 0/0 de la moyenne annuelle. Pour le potentiel, l'amplitude de l'oscillation dans le cours de l'année représente 57 0/0 de la valeur moyenne.

Variations diurnes. — L'ionisation présente, à midi, un maximum dont la valeur varie peu au cours de l'année. Le minimum tombe le soir, sauf en hiver; la valeur de ce minimum est également peu variable.

Le potentiel est minimum à midi. En moyenne, par journées normales, l'amplitude de la variation diurne atteint 51 0/0 de la valeur moyenne pour la charge ionique, 35 0/0 pour le potentiel.

Principales relations avec les variations des éléments météorologiques. — A la hausse du baromètre correspond un abaissement de l'ionisation et une élévation du potentiel.

L'ionisation est plus grande, le potentiel plus faible par baromètre en hausse que par baromètre en baisse.

Par température en hausse, l'ionisation augmente, le potentiel diminue.

La charge ionique diminue quand l'humidité augmente.

La variation du potentiel est de même sens que celle de l'humidité relative, tant que celle-ci reste inférieure à 70 0/0. Si l'humidité continue à croître, le potentiel diminue.

La nébulosité, la direction du vent ne paraissent pas avoir d'influence bien nette.

Enfin la charge ionique croît avec la vitesse du vent; le potentiel et le quotient Q des charges ioniques de signes contraires diminuent et, d'une manière générale, la charge ionique varie en sens inverse du potentiel, les variations de celui-ci et du nombre Q sont parallèles.

CH. DUFOUR.

G. BRENTANO. — Recherches expérimentales sur la charge résiduelle de la bouteille de Leyde. — P. 855-858.

Mesures, en fonction du temps, de la charge résiduelle d'une bouteille de Leyde qui a été chargée successivement à deux ou plusieurs potentiels alternativement positifs et négatifs.

Chacune des charges primitives exerce sur le résidu une action qui dépend de son potentiel et aussi de sa *durée*.

Contrairement aux résultats de Hopkinson, l'auteur trouve que les chocs n'ont aucune influence.

C. H. FORTIN.

FR. HAUSER. — Sur la vitesse initiale des rayons δ . — P. 936-940.

Pour séparer d'une surface rugueuse (noir de fumée, charbon) le rayonnement secondaire dû à des rayons α , un champ électrique intense est nécessaire, tandis qu'avec des électrodes de métal couvertes de polonium, un champ faible suffit ou est même superflu. La distribution des vitesses semble obéir à la loi de Maxwell. Certaines particules négatives ont des vitesses correspondant à 33-43 volts. La vitesse moyenne des rayons secondaires est de 4 à 10 volts.

G.-A. SHOOK. — Machine à calculer les températures thermodynamiques.
P. 940-942.

Soit T la température thermodynamique intérieure d'un four, I l'intensité du rayonnement, T_0, I_0 les mêmes quantités pour la surface extérieure du four (T, T_1 étant mesurées au pyromètre optique).

On a :

$$I = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$$

ou

$$\log I = K_1 - K_2 \frac{1}{T},$$

avec

$$K_1 = C_1 \lambda^{-5}.$$

Pour la surface,

$$\log I_0 = K_1 - K_2 \frac{1}{T_0};$$

d'où :

$$(1) \quad \log \frac{I_0}{I} = K_2 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right).$$

Or $\frac{I_0}{I} = a = e$ (pouvoir émissif et absorbant de Kirchhoff).

L'auteur a construit, au moyen de la formule (1), une règle à calcul pour $\lambda = 0,65 \mu$, et pour des corps de différents pouvoirs émissifs, donnant la température *vraie* du four.

ED.-E. FOURNIER D'ALBE. — Sur l'optophone. — P. 942.

Deux résistances de sélénium, dont l'une peut être éclairée, forment une des branches d'un pont de Wheatstone, l'autre branche contenant deux résistances fixes en graphite et une résistance variable en manganine.

Le téléphone est muni d'un interrupteur à mouvement d'horlogerie (10 interruptions par seconde).

L'appareil, peu encombrant et très sensible, a permis à des aveugles de localiser des objets.

W. HAMMER. — Sur une nouvelle forme de fontactoscope. — P. 943.

Dispositif empêchant la diffusion de l'émanation et pouvant être adapté à n'importe quel électroscope.

FR. HAUSER. — Sur les rayons δ . Réponse à M. Campbell. — P. 979.

Le désaccord subsiste encore ⁽¹⁾; M. Hauser considère les équations de Campbell comme inapplicables à ses expériences.

G. BERNETT. — Sur la détermination de la teneur en émanation des eaux de source. — P. 958-986.

Calcul des corrections à introduire dans ce genre de mesures; une nouvelle formule permet de réduire les nombres trouvés à leur valeur au début de la mesure. La part de l'émanation du radium dans le courant de saturation serait de 46 p. 100; ce résultat concorde assez bien avec les expériences de Duane et Laborde (40 à 42 p. 100) ⁽²⁾.

(1) HAUSER, *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 699; N. CAMPBELL, *ibid.*, p. 964; *ibid.*, 5^e série, t. II, p. 236; *Jahrb. d. Rad.*, IX, 419; 1912.

(2) DUANE, *C. R.*, CXL, p. 584; 1905; — DUANE et LABORDE, *le Radium*; 1910.

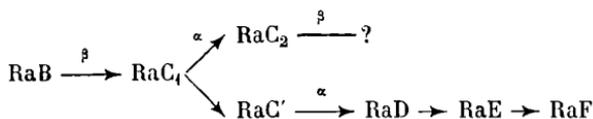
F. FISCHER et R. LEPSIUS. — Sur une forme constante de l'élément à matière combustible. — P. 774.

MM. Fischer et Lepsius, après avoir rappelé les travaux de Jacques ⁽¹⁾ et de Liebenow et Strasser ⁽²⁾ sur cette question, décrivent le nouvel élément.

Celui-ci est constitué de la manière suivante : oxyde magnétique de fer, soude en fusion, charbon. L'électrode de fer est d'abord positive, puis il se produit un changement de signe. En fermant la pile sur une résistance de 10 ohms, on obtient un courant constant de 60 milliampères pendant plusieurs heures. L'appareil fonctionne encore mieux si on envoie de l'air sur l'oxyde de fer.

K. FAJANS. — Sur la bifurcation de la série des produits de dégradation du radium. — P. 699-705.

L'auteur emploie la méthode du choc en retour; il est ainsi conduit à admettre que la transformation caractérisée par le schéma :



est liée à l'émission de particules α .

La substance-mère du RaC_2 serait ainsi le RaC_1 et non le RaC' (résultat analogue à celui de Marsden et Darwin pour la série du thorium).

W. RYBCZYNSKI. — Sur la diffraction d'onde d'amplitude positive et négative. — P. 708-710.

L'auteur a dessiné, suivant la méthode de M. Sommerfeld, les courbes d'intensité dans le cas d'une onde solitaire dont l'amplitude peut prendre les valeurs 0 et $-A$ et $+A$. Le résultat obtenu se place entre ceux que Wind a obtenus dans le cas de l'onde solitaire simple et d'une onde lumineuse.

(1) *El. Engineer, Elektr. Zeitschr.*, 259; 1896.

(2) *Z. f. Elektr...* III, 354; 1897.

W. MARCKWALD. — Sur l'étalon international
de radium. — P. 732.

M. Marckwald met en doute la pureté du sel de radium obtenu par cristallisation fractionnée par M. Hönigschmid, sel qui a été comparé à l'étalon préparé par M^{me} Curie.

A. GRUMBACH.

JOURNAL DE CHIMIE-PHYSIQUE;

T. X, n° 2; 1912.

G. POMA. — Contribution à l'étude de l'état des corps dissous
dans l'acide sulfurique absolu. — P. 177.

L'étude des solutions de sulfate de potasse, de soude et d'ammoniaque dans l'acide sulfurique pur a été poursuivie au moyen d'un appareil spécial permettant des mesures cryoscopiques et des déterminations de conductibilité électrique. Le pouvoir ionisant de l'acide sulfurique absolu semble nettement établi, mais les résultats sont masqués par la formation de molécules complexes, dont la constitution est difficile à déterminer.

WITOLD BRONIEWSKI. — Sur la réduction du nombre des unités fondamentales.
P. 193.

Les trois unités fondamentales du système C. G. S. sont reliées à la force par les deux équations qui expriment les lois de l'inertie et de l'attraction newtonienne; cela permet d'éliminer la force et d'exprimer l'une des unités fondamentales en fonction des deux autres. L'élimination de la masse semble logique, car elle appartient à la même catégorie que les autres grandeurs physiques; l'espace et le temps, au contraire, sont des propriétés qui peuvent être déterminées par rapport à un phénomène quelconque accessible à nos sens. La masse est alors exprimée par l'équation :

$$M = \frac{1}{K} \cdot \frac{L^3}{T^2},$$

et l'unité de masse peut être définie : celle qui communiquerait par sa force attractive une accélération égale à l'unité de longueur à une masse égale et distante d'elle d'une unité de longueur. Les unités dont les formules de dimensions ne contiennent pas la masse ne seraient pas modifiées dans le système longueur-temps ; les autres présentent de plus la particularité de ne pas contenir d'exposants fractionnaires.

L. GAY. — Sur la notion de tension d'expansibilité. — P. 197.

Essai d'extension de la notion de tension d'expansibilité d'un fluide aux fluides à l'état gazeux. Cette tension est définie comme la pression qu'aurait un constituant, à l'état idéal de gaz parfait et en équilibre osmotique avec le fluide considéré.

ERIK HÄGGELUND. — L'hydrolyse dans les solutions alcooliques et alcooliques aqueuses. — P. 207.

La validité de la loi d'Ostwald, toujours discutée dans le cas des solutions alcooliques, est cependant vérifiée pour un grand nombre de substances étudiées par l'auteur ; elle permet d'étendre la connaissance des coefficients de dissociation et des vitesses de migration des ions à des corps insolubles dans l'eau. L'étude de la conductibilité des solutions dans l'alcool à 98 et à 80 0/0 montre que l'hydrolyse des sels augmente avec la concentration en alcool.

K. JABLEZYNSKI et S. PRZEMYSKI. — Sur les processus des systèmes hétérogènes. I. La vitesse de vaporisation de l'eau et des solutions aqueuses. — P. 241. — II. La vitesse d'absorption, par la potasse caustique, de l'anhydride carbonique dilué dans un courant d'air. — P. 271.

Nernst, pour étudier la vitesse de réaction entre solide et liquide, a imaginé que les solides étaient recouverts d'une couche liquide immobile dans laquelle entre en jeu la diffusion. Les auteurs ont envisagé une hypothèse analogue dans les réactions entre liquides et gaz et montré que la considération de la vitesse de diffusion conduit encore à des formules vérifiées par l'expérience. Ils ont étudié en particulier la vaporisation de l'eau et des solutions aqueuses sous

l'influence d'un courant gazeux et le cas inverse d'une absorption de gaz par une solution.

Dans le premier cas, le coefficient de diffusion K doit être élevé à une puissance m plus petite que 1, pour tenir compte de la diffusion rétrograde (en sens inverse du courant gazeux). Dans le second, le coefficient K doit être élevé à une puissance n plus grande que 1, pour tenir compte de la diffusion en avant du gaz qui augmente sa pression partielle, cette dernière étude correspond au cas pratique des tours d'absorption et on a vérifié, en particulier, que le 0/0 de CO_2 absorbé ne dépend pas de la concentration gazeuse, toutes choses égales d'ailleurs.

SERGE KRAPIVINE. — Recherches sur la vitesse de formation de l'acétothiosulfate de soude. — P. 289.

La vitesse de formation de l'acétothiosulfate de soude par l'action d'une solution aqueuse de thiosulfate de soude sur une solution de monochloracétate de soude est influencée par la présence des parties non dissociées des sels constituants. La constante de la réaction bimoléculaire diminue quand la dilution croît, augmente en présence de l'hyposulfite de soude, des chlorures, bromures et iodures de sodium et du sulfate de soude.

A.-F.-O. GERMANN et ERRONE CARDOSO. — Sur une pompe à mercure. Type de laboratoire. — P. 306.

Cette pompe dérive de la pompe de Töppler, récemment modifiée par Antropof; elle est entièrement en verre soudé et peut être construite en quelques heures dans un laboratoire.

M.-H. GOLBLUM et M^{me} L. LEW. — Etude sur l'ordre de réaction entre les acides iodhydrique et chromique. — P. 310.

Cette réaction en l'absence d'acides étrangers est du quatrième ordre; cette conclusion n'est pas modifiée par la présence des produits de réaction, tels que l'iode libre, ou de sels minéraux. Elle devient du troisième ordre en présence d'un grand excès d'acide chlorhydrique.

PH.-A. GUYE, I. KOVACS et E. WOURTZEL. — Recherches sur la densité de l'air atmosphérique à Genève en février, mars et avril 1910. — P. 332.

Les mesures antérieures à 1888 sont entachées d'erreurs variables dues à la contraction des ballons par le vide, erreurs signalées alors par lord Rayleigh. La méthode du ballon a été appliquée dans toute sa rigueur à trente déterminations d'échantillons pris à des époques différentes, et la densité a été rapportée à celle de l'oxygène mesurée au moyen des mêmes ballons. La moyenne journalière paraît exacte à 2 unités près de la 4^e décimale, et il semble bien qu'il y ait de faibles variations avec les époques, se traduisant par une diminution de la densité en relation avec un maximum relatif de pression, et correspondant à une diminution de la teneur en oxygène. On a obtenu 1,29275 et 1,2933, la moyenne des trente déterminations étant 1,2930. Des prises d'air faites dans des stations variées, le 19 mai 1910, jour du passage de la comète de Halley à la distance minimum de la Terre, n'ont pas encore été étudiées complètement.

G. BAUME. — La chimie physique en 1911. Revue. — P. 354.

G. ROY.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. LXXIX.

PLOTNIKOW. — Études photochimiques. — P. 641-656.

Ce sixième travail du même auteur se rapporte à la distribution spectrale de la sensibilité lumineuse du brome. Comme pour l'iode, la sensibilité passe par un maximum pour le bleu. Le brome possède deux bandes d'absorption photochimique en partie superposées et une bande d'absorption thermique. Deux grandeurs photochimiques qui paraissent être caractéristiques sont le coefficient de température photochimique et la longueur d'onde qui correspond au maximum de sensibilité.

KRUYT. — L'équilibre solide-liquide-vapeur dans les systèmes binaires de cristaux mixtes. — P. 657-676.

Différents cas ont été étudiés pour connaître la marche de la courbe d'équilibre de trois phases, en admettant que les deux composants sont parfaitement miscibles et que les courbes de fusion et d'ébullition ne présentent ni maximum ni minimum. Il paraît exister normalement un maximum de pression sur cette courbe.

LUSSANA. — Influence de la pression et de la température sur la conductibilité électrolytique des dissolutions. — P. 677-680.

FREUNDLICH et RICHARDS. — Étude cinétique de la transformation des chloralkylamines en combinaisons hétérocycliques. — P. 684-699.

Cette étude a déjà été faite pour les solutions aqueuses de butylamine et d'amylamine chlorées; le présent travail a un double but : étudier les mêmes transformations dans des dissolvants autres que l'eau, et ensuite, en se servant de dérivés de ces amines, étudier la variation de stabilité du noyau. Seule la première question a pour le moment une réponse certaine. Dissoute dans la nitrobenzine, la benzine saturée d'eau, l'amylamine chlorée se transforme en chlorhydrate de pipéridine, la réaction est du premier ordre et plus lente que dans l'eau, mais les mêmes formules s'appliquent.

WALDEN et SWINNE. — Les constantes capillaires des éthers liquides. P. 700-758.

Il s'agit d'un travail expérimental important dans lequel on a déterminé par la méthode des ascensions capillaires la tension superficielle de 38 éthers-sels liquides au contact de l'air et pour quatre températures différentes comprises entre 0 et 100° ; pour 23 d'entre eux, on a refait les mesures de densité. Enfin, dans le cas où les températures normales de fusion et d'ébullition sont connues, les constantes capillaires, c'est-à-dire la cohésion spécifique, la tension superficielle, l'énergie libre moléculaire et leurs coefficients de température, ont été calculés pour ces températures. Enfin on a déterminé l'influence exercée sur ces constantes par diverses substi-

tutions de N par P et Sb, de O par S, de H par CN, par OH, ainsi que par l'existence de liaisons doubles ou triples du carbone, ou par l'isomérisation stéréochimique.

Le coefficient de température de la plupart de ces liquides pour leur énergie superficielle moléculaire dépasse la valeur normale de Ramsay-Shields. Tous ces liquides paraissent être associés, c'est-à-dire à molécules complexes.

KIRSCHNER. — Le dimorphisme de l'acide oléique. — P. 759-764.

L'acide oléique commercial déjà purifié peut cristalliser sous deux formes suivant son degré de pureté. La forme ordinaire, la plus connue, s'obtient à partir de l'acide moins pur et a le point de fusion le plus bas.

T. LXXX.

JÄNECKE. — Les couples de sels réciproques. — P. 1-12.

Dans ce second travail sur le même sujet, il s'agit du couple des sels réciproques $K^2Cl^2SO^4Mg$, $MgCl^2SO^4K^2$ ne contenant que quatre composants (K^2Mg) (Cl^2SO^4). On représente les résultats en portant les proportions de ces composants sur les quatre côtés d'un carré, et les températures sur un axe perpendiculaire au plan du carré.

SACHANOV. — Les dissolvants à faibles constantes diélectriques. — P. 13-19.

La diminution de la conductibilité moléculaire pour des dilutions croissantes est caractéristique des dissolvants à faible constante diélectrique; il en est de même de l'écart qu'ils présentent avec la règle de Nernst-Thomson.

SACHANOV. — L'électroaffinité et la formation de complexes considérées comme facteurs de la dissociation électrolytique. — P. 19-28.

La dissociation électrolytique est due non seulement à la constante diélectrique du dissolvant, mais aussi à l'affinité électrique des ions

de la substance dissoute et à la formation d'ions complexes. Cette formation favorise la dissociation, parce que l'affinité électrique de ces ions est plus grande que celle des ions simples.

Dans les dissolvants à faible constante diélectrique, il ne peut se former que des ions complexes de grande affinité électrique; la dilution, en détruisant ces combinaisons, diminue la conductibilité.

SHIPLEY FRY. — Quelques usages de l'hypothèse d'électrons positifs et négatifs. P. 29-49.

Cette hypothèse a déjà conduit l'auteur à l'explication de l'absorption ultra-violette du benzène et du naphthalène; comme la fluorescence est liée intimement à l'absorption lumineuse, la même hypothèse doit pouvoir se poursuivre. C'est en effet ce que montre l'auteur pour la fluorescence de l'anthracène et celle du phénanthrène.

TYRER. — Les méthodes qui servent à la détermination des facteurs d'association des liquides. — P. 50-66.

Il s'agit d'un travail de critique de grande importance. La méthode de Guye ne donne des résultats exacts qu'à la température critique.

Toutes les méthodes où l'on utilise la tension superficielle sont incertaines, car l'état de la surface d'un liquide est sans doute bien différent de celui de l'intérieur. De même la méthode de Ramsay et Shields doit donner des résultats trop faibles. Une équation exacte pour la détermination des facteurs d'association doit remplir les conditions suivantes : 1° contenir une constante ayant même valeur pour tous les liquides ; 2° contenir dans un membre le poids moléculaire ; 3° tous les autres termes doivent pouvoir se déterminer par expérience et se rapporter au même état moléculaire ; 4° toutes les grandeurs physiques qui interviennent doivent être rigoureusement proportionnelles au facteur d'association, et elles doivent se rapporter à l'ensemble du liquide, c'est-à-dire ne pas être des propriétés localisées.

Ces conditions ne sont remplies que par la méthode de Guye au point critique.

WEIGERT. — Une lampe à mercure pour les recherches photochimiques quantitatives dans l'ultra-violet. — P. 67-77.

Détails techniques de l'installation complète.

WEIGERT. — Les actions chimiques de la lumière. — P. 78-106.

Ce septième travail se rapporte à la destruction de l'ozone par l'ultra-violet et consiste surtout dans l'étude cinétique du phénomène. La destruction de l'ozone se mesure au manomètre; elle résulte à la fois de l'action de la lumière et de la destruction spontanée dans l'obscurité. A l'abri de la lumière, la réaction est d'un ordre toujours supérieur à 2 et qui dépasse quelquefois 4; la réaction à la lumière est à peu près monomoléculaire. La vitesse de réaction diminue en même temps que l'épaisseur de gaz traversée par la lumière, mais seulement jusqu'à une épaisseur de 20 centimètres; l'absorption de l'ultra-violet a donc lieu rapidement. Cependant, à la longue, la constante des vitesses diminue avec la concentration de l'ozone; en réalité l'ordre de la réaction est un peu supérieur à 1, mais toujours inférieur à 2; c'est la première réaction photochimique d'ordre plus grand que l'unité, ce qui a son importance théorique. En outre, la vitesse de réaction augmente avec l'intensité lumineuse, et son coefficient de température est faible. En comparant la quantité de chaleur produite par la destruction et l'énergie lumineuse absorbée, on se rend compte de la très grande sensibilité pour la lumière.

Dans une seconde partie, l'auteur explique les résultats photochimiques connus au moyen de l'hypothèse dite des noyaux de réaction. Dans l'absorption de l'ultra-violet par l'ozone, il se produit d'abord un catalyseur hétérogène, qui accélère ensuite la destruction, et la vitesse de la réaction que l'on observe est déterminée par la concentration de ce catalyseur sans doute proportionnelle à l'énergie lumineuse absorbée.

LAURA KOVACH. — Le potentiel électrique de l'iodure de cyanogène.
P. 107-116.

L'iodure de cyanogène en solution dans l'eau n'est pas ionisé

sensiblement ; on détermine son potentiel en utilisant une solution d'iodure de cyanogène à laquelle on a ajouté de l'iodure et du cyanure de potassium qui fournissent les ions I et Cy et en mesurant la f. é. m. et les concentrations de ces ions.

HOFBAUER. — Nouvelles formules pour le calcul de la pression de saturation de la vapeur d'eau. — P. 117-124.

Ce sont des formules logarithmiques déduites par le calcul d'une formule empirique :

$$\frac{760}{p} = a \left(\frac{1}{\theta} - \frac{1}{373} \right) \left(\frac{1}{\theta} \times \frac{1}{373} \right)^n,$$

dans laquelle a et n sont des constantes, p et θ la pression et la température absolue.

SPENCER. — Électrodes de troisième espèce. — P. 125-127.

Rectification d'une erreur de signe d'un précédent calcul.

BAKKER. — Théorie de la couche capillaire courbe. — P. 129-147.

L'originalité de ce travail se trouve dans une définition précise du rayon d'une petite goutte liquide. Imaginons dans un vase une sphère liquide en contact seulement avec la vapeur saturée et construisons à travers la couche sphérique capillaire qui la limite une sphère concentrique à la goutte et que nous appellerons la surface de séparation. Nous choisissons son rayon R de façon que, si la couche capillaire était enlevée et les phases liquides et gazeuses prolongées jusqu'à cette sphère, la masse de l'ensemble ne serait pas changée. La grandeur R ainsi définie s'appelle le rayon de la gouttelette liquide ; elle a une signification même pour les gouttes dont le rayon est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche capillaire.

En partant de là, si ϵ_s désigne par unité de surface de la sphère R la différence de l'énergie après formation de la couche capillaire et de la somme des énergies des deux phases homogènes prolongées jusqu'à cette sphère, n_s et m_s les différences analogues de l'entropie

et de la masse, H l'énergie capillaire par unité de surface de la sphère R , on obtient les relations suivantes :

$$M_s = - \frac{\partial H}{\partial T}, \quad p_1 - p_2 = \frac{2H}{R},$$

p_1, p_2 désignant la différence des pressions, c'est-à-dire la pression capillaire.

La pression moyenne ϖ_τ dans la couche capillaire est donnée par :

$$\varpi_\tau = \frac{1}{V} \int_1^2 p_\tau d\tau$$

où V désigne le volume spécifique de la couche capillaire et $d\tau$ un élément de volume.

Le potentiel thermodynamique de la couche capillaire est $\epsilon - Tn + p_\tau V$ et enfin une dernière formule plus compliquée donne l'équation différentielle de l'énergie d'une couche capillaire courbe.

BODENSTEIN et KRANENDIECK. — La destruction de l'anhydride sulfurique au contact du verre de quartz. — P. 148-158.

Elle a été étudiée dans des ampoules de quartz portées à température élevée au four électrique, et la marche de la réaction est suivie au manomètre. Le coefficient de température de la vitesse de réaction est élevé, et celle-ci peut se représenter à température constante par la formule :

$$\frac{dx}{dt} = K(a - x)^3.$$

LOTKA. — Un cas d'autocatalyse avec processus oscillatoire. — P. 159-164.

Les équations différentielles de ce processus oscillatoire adoptées jusqu'ici ne donnaient qu'une solution approchée, valable seulement au voisinage de l'état stationnaire final. Ce travail nouveau contient la solution théorique générale de la question.

A. SÈVE.

LONGUEURS D'ONDE SOLAIRES ET MOUVEMENTS D'ÉLECTRONS;

Par M. A. PEROT (1).

Rotation du Soleil. — On sait que la rotation du Soleil autour de son axe ne se fait pas comme celle d'un corps solide; les taches que l'on aperçoit presque journellement à sa surface et qui en marquent pour ainsi dire certaines régions, se déplacent avec une vitesse angulaire qui dépend de la latitude héliocentrique à laquelle elles se trouvent. Cette vitesse peut être déterminée par l'étude du déplacement même de la tache sur le disque solaire, ou encore par l'intervalle de temps qui s'écoule entre deux passages successifs d'une même tache à un même méridien, lorsque, comme cela se produit pour certaines d'entre elles, cette tache dure plus de 25 jours; toutes ces mesures doivent être faites sur des observations très nombreuses pour éliminer les mouvements propres des taches qui nous sont inconnus. On a trouvé que la vitesse décroît de l'équateur au pôle, la valeur de la vitesse angulaire ξ , estimée en degrés par jour, et la durée de la révolution D en jours sont données à quelques latitudes par le tableau suivant :

Latitudes	ξ	D
de 0° à 5°	14 ^d .j,40	25 ^j .0
de 15° à 20°	14 ,13	25 ,4
de 30° à 35°	13 ,60	26 ,4

A la loi de décroissance de la vitesse s'attachent les noms de Carrington et de Faye, qui ont donné des formules empiriques pour la représenter; ces formules contiennent le cosinus ou le carré du sinus de la latitude héliocentrique. L'une de ces formules, donnée par Spörer est :

$$\xi = 8^{\text{d.j.}},548 + 5^{\text{d.j.}},798 \cos \varphi,$$

où φ est la latitude héliocentrique.

Il est intéressant de remarquer que, si l'on considère non plus la vitesse angulaire, mais la vitesse linéaire en kilomètres par seconde, on peut, en partant des résultats expérimentaux, représenter très exactement la rotation depuis l'équateur jusqu'à la limite des zones

(1) Communication faite à la Société française de Physique : séance du 7 juin 1912.

royales, c'est-à-dire 30 à 35°, par l'expression :

$$V_{\varphi} = 2,626 \cos \varphi - 0,609 \text{ kilomètres par seconde,}$$

comme si la vitesse de rotation du Soleil était la résultante de la vitesse de rotation d'un corps solide et d'une composante retardatrice constante, indépendante de la latitude. Cette forme paraît plus suggestive que celles qui donnent la vitesse angulaire ; nous rencontrerons plus loin des expressions de même forme pour la rotation de certaines vapeurs, et des actions accélératrices nettement indépendantes de la latitude.

Application de l'analyse spectrale à la détermination du mouvement des vapeurs. — En 1872, Vogel montra que l'analyse spectrale pouvait, grâce au principe de Doppler-Fizeau, permettre d'étudier la rotation du Soleil par la mesure des longueurs d'onde des raies noires du spectre fournies par les bords Est et Ouest. La vitesse équatoriale du Soleil étant, au niveau de la couche renversante du fer, environ 2 kil. sec, la variation de vitesse radiale en passant du bord Est au bord Ouest est 4 kilomètres par seconde ; or, d'après le principe de Doppler-Fizeau, on a

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{3 \cdot 10^8},$$

où v est la vitesse radiale et $3 \cdot 10^8$ la vitesse de la lumière en kilomètres par seconde. Si la longueur d'onde λ est 5000 \AA , on aura

$$\delta\lambda = 5 \cdot 10^3 \frac{4}{3 \cdot 10^8} = 6,67 \cdot 10^{-2} \text{ \AA},$$

c'est-à-dire que la variation de longueur d'onde porte sur le sixième chiffre significatif. Il faut par suite, pour effectuer cette mesure, employer des spectroscopes de haute précision. Nombre d'expérimentateurs ont appliqué cette méthode ; parmi eux on peut citer Halm, Evershed et les opérateurs du mont Wilson, Hale, Walter Adams, Saint-John. A Meudon, depuis 1908, j'applique ces principes, mais en utilisant les phénomènes interférentiels, et plaçant l'étalon soit après le spectroscopie, et isolant une raie solaire, ainsi que nous l'avons fait au début à Marseille, M. Fabry et moi, soit avant le spectroscopie, comme MM. Fabry et Buisson l'ont fait depuis.

Voici l'un des dispositifs employés (fig. 1) :

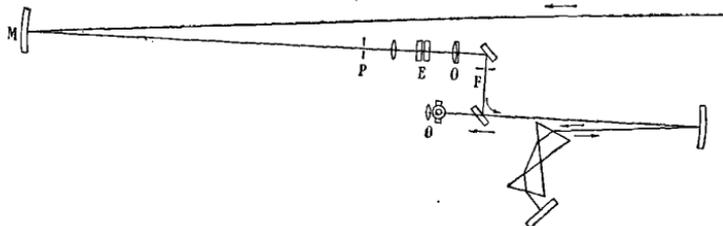


FIG. 1.

Le faisceau solaire, renvoyé horizontalement par un grand cœlostat à deux miroirs plans, tombe d'abord sur un miroir concave M de 4 mètres de distance focale donnant du Soleil une image de 36 millimètres de diamètre. Cette image est reçue sur une plaque de cuivre quadrillée en millimètre, P, percée en son centre d'une ouverture de 3 millimètres de diamètre dans laquelle des diaphragmes circulaires ou rectangulaires peuvent être placés. Cette plaque est mobile autour d'un axe horizontal, de telle sorte que l'une des séries de lignes tracées sur elle puisse être rendue parallèle à l'équateur solaire. On isole ainsi la lumière correspondant à une région déterminée du disque. On peut déplacer l'image sur la plaque P en agissant soit sur le cœlostat, soit sur le miroir M ; le faisceau traverse une première lentille convergente et l'étalon interférentiel E, puis est reçu par un objectif achromatique O de 8 centimètres de distance focale dont le foyer coïncide avec la fente F du spectroscopie. Celui-ci, qui par suite de la disposition de la salle, a dû être placé parallèlement au faisceau solaire, est à miroir concave, à deux prismes de flint et à retour de rayons ; il a 2^m,60 de distance focale ; le spectre se forme soit sur une plaque photographique, soit dans le plan des fils d'un oculaire micrométrique O, pour les observations oculaires. Grâce à l'excellente qualité des prismes, l'astigmatisme ne dépasse pas 0^{mm}, 2. La dispersion est telle que pour la longueur d'onde 5300 Å une division du tambour de l'oculaire correspond à 0,01841 Å.

Dans ces conditions, et pour une ouverture convenable de la fente du spectroscopie, les raies noires du spectre solaire sont remplacées par des systèmes de points sombres, sections par la fente de l'appareil des anneaux donnés par l'étalon ; MM. Fabry et Buisson ont étudié

en détail le phénomène obtenu. L'étalon étant convenablement orienté, le diamètre d'un anneau est mesuré par la distance de deux points noirs correspondant à un même anneau. Cette mesure est faite à l'aide de deux des fils du micromètre, dont l'un est fixe et l'autre mobile, l'ensemble du micromètre pouvant être déplacé à l'aide d'une vis. J'amène d'abord le fil fixe sur un anneau en déplaçant l'ensemble du micromètre, puis, par le tambour de l'oculaire, le fil mobile sur la seconde tache noire correspondant à l'anneau choisi.

Cette méthode n'exige pas l'invariabilité de l'appareil d'observation, les pointés par les deux fils devant être réalisés simultanément : de plus il n'y a qu'une lecture à faire. En général j'ai employé un étalon de 1^{mm},8 d'épaisseur. Bien entendu la mesure faite à l'oculaire micrométrique ne donne pas immédiatement le diamètre des anneaux en radians ; l'appareil doit être préalablement taré.

A cet effet, l'étalon étant enlevé, on place devant l'objectif O de projection des anneaux une lunette à oculaire micrométrique réglée pour l'infini, préalablement tarée à l'aide d'un grand cercle de goniomètre. On forme ainsi une image des fils sur la fente du spectroscope, et, l'appareil étant éclairé par la lumière solaire, on aperçoit deux lignes noires horizontales dans le spectre, qui ne sont autres que les images des fils. Il suffit de mesurer au micromètre d'observation l'écart de ces fils pour en déduire le tarage de celui-ci. On pourrait d'ailleurs par cette disposition, même avec un appareil doué d'un astigmatisme notable, mesurer le diamètre d'anneaux en employant au spectroscope une simple loupe et effectuant les pointés à l'aide de l'oculaire micrométrique de la lunette.

Augmentation de la longueur d'onde au bord du disque. — Les longueurs d'onde solaire, on le sait, croissent brusquement au bord du disque ; ce phénomène est connu sous le nom de « déplacement vers le rouge ». Il a fait l'objet de recherches nombreuses en particulier et récemment de la part de MM. Fabry et Buisson et de M. Walter Adams.

Ce déplacement existe sur tout le tour du disque et n'est pas lié à la rotation. Il a été trouvé nul pour quelques raies ; je crois cependant qu'il est général et indépendant de la nature du corps considéré ; ce point sera éclairci plus loin. Cet effet est généralement attribué à la variation de composition relative des couches traversées par les rayons qui se propagent au voisinage du bord ; il ne semble pas pour les raies d'absorption pouvoir être attribué à la dispersion anormale,

ainsi que je l'ai montré récemment. Einstein a proposé de le rapporter à une action gravifique du Soleil, qui dévierait les rayons rasant la surface du disque et modifierait la longueur d'onde.

Rotation des vapeurs. — Relativement à la rotation, Walter Adams a trouvé les nombres suivants pour la couche renversante du fer, en fonction de la latitude héliocentrique φ :

φ	0,2	15,0	44,5	74,9	80,4 degrés
ξ	14,6	14,4	12,8	11,8	11,8 degrés par jour

Ils mettent bien en évidence un ralentissement polaire, et peuvent, jusqu'à la latitude de 45° au moins, être très exactement représentés par une formule analogue à celle que j'ai donnée pour les taches, les coefficients de $\cos \varphi$ étant les mêmes, les valeurs du terme constant différant seules.

$$V_{\varphi} = 2,626 \cos \varphi - 0,587 ;$$

on a en effet :

φ	0° 2	15° 0	44° 5
V_{φ} expérimental..	2,04	1,95	1,27 km. : sec.
V_{φ} calculé	2,040	1,956	1,265 km. : sec.

Pour la latitude de 75°, la formule ne s'applique plus ; il est vrai que d'après les nombres indiqués par Walter Adams la rotation angulaire serait constante à ces latitudes, et aurait par suite une allure tout à fait différente de celle qu'elle a aux latitudes inférieures à 45°.

Mais toutes les vapeurs ne semblent pas tourner avec ces vitesses ; il y a lieu de remarquer que le spectre-éclair montre que certaines vapeurs s'élèvent plus haut que les autres dans l'atmosphère solaire ; telles sont les vapeurs d'hydrogène, de calcium, de sodium, de magnésium, et l'on peut penser que l'absorption se fait par ces corps dans les régions hautes ; or, pour ces vapeurs, la vitesse de rotation équatoriale est plus grande, et le ralentissement polaire moindre que pour les vapeurs basses.

J'ai indiqué en 1908 que, pour les raies 5349 et 6122 du calcium, la vitesse équatoriale est de 0^m,4 plus grande que celle du fer, et ultérieurement que celle de l'hydrogène était plus grande de 0^m,8, celles du sodium et du magnésium plus grandes également de 0^m,4 que celle de la couche renversante du fer.

J'ai trouvé également, en concordance avec les Américains, que le ralentissement polaire de ces vapeurs est moindre que celui du fer; ainsi, à la latitude de $33^{\circ},75$, le ralentissement polaire de l'hydrogène est $0^{\text{dj}},6$, tandis que celui du fer est $1^{\text{dj}},4$; à $45^{\circ},70$ celui du calcium est $0^{\text{dj}},8$, celui du fer étant $2^{\text{dj}},4$; M. Hale avait même annoncé, fait contourné depuis, que le ralentissement polaire de l'hydrogène était nul.

Mouvement autre que le mouvement de rotation. — Si le seul mouvement des centres absorbants était le mouvement de rotation, c'est-à-dire si leur vitesse était parallèle à la surface solaire, tous les points du méridien de longitude nulle, qui se projettent sur la ligne qui joint les pôles devraient donner la même longueur d'onde, la vitesse radiale étant la même pour chacun d'eux, abstraction faite du déplacement vers le rouge qui existe sur tout le pourtour du disque. Il en est bien ainsi si l'on s'adresse aux vapeurs basses, du moins d'après les mesures que j'ai faites autrefois sur une raie du fer, mesures que je me propose de reprendre avec l'appareil plus précis que je possède actuellement; la courbe trouvée donnant la longueur d'onde en fonction de la longitude est une droite relevée aux deux extrémités (*fig. 2*). Il en est tout autrement si l'on s'adresse aux vapeurs élevées fournies par le sodium, le magnésium, l'hydrogène, le calcium. La courbe est alors une ellipse à axe vertical et horizontal (*fig. 3*), dont les parties voisines des extrémités de l'axe horizontal qui correspondent aux bords sont fortement relevées par le déplacement vers le rouge indiqué ci-dessus, le déplacement vers le rouge relativement au centre peut se trouver ainsi masqué. Cette forme elliptique montre que les vapeurs sont animées d'une vitesse descendante dont la composante radiale est proportionnelle à $\cos \varphi$ et qui, par suite, est constante sur toute l'étendue du disque. Sa



FIG. 2.

valeur peut être déduite graphiquement par l'examen de la courbe tracée, ou mieux, comme je l'ai fait la plupart du temps, déduite de l'ensemble des mesures faites aux différentes latitudes, en donnant

à chacune un poids inversement, proportionnel à $\cos \varphi$, de manière à tenir compte de la précision des nombres trouvés qui diminue à

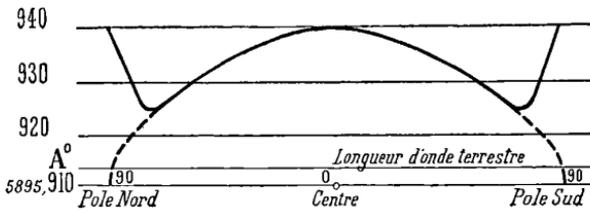


FIG. 3.

mesure que la latitude augmente, et laissant de côté les déterminations correspondant aux points voisins du bord, où se fait sentir le déplacement vers le rouge.

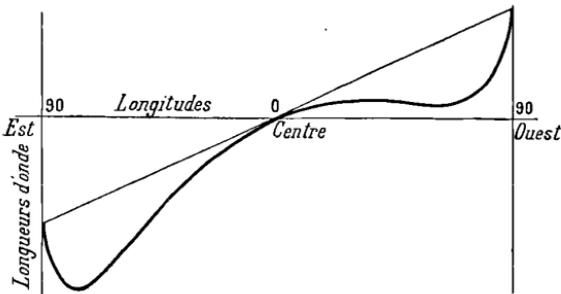


FIG. 4.

J'ai trouvé ainsi pour le sodium (raie D_1) une vitesse descendante de $1^{\text{km}},37$ par seconde, pour le calcium (raie 6122) $1^{\text{km}},44$ par seconde, pour l'hydrogène (raie C et F) $3^{\text{km}},8$ par seconde, et en collaboration avec M^{lle} Lindst pour le magnésium $1^{\text{km}},57$ par seconde.

M. Saint-John a d'ailleurs trouvé, pour la raie K_3 du calcium, la valeur $1^{\text{km}},17$ par seconde.

D'autre part la comparaison directe des longueurs d'ondes solaires données par les régions centrales du disque avec les longueurs d'ondes terrestres a conduit à des nombres très voisins de ceux que je viens d'indiquer, différents d'eux d'une centaine de mètres peut-être. Cette concordance constitue une vérification très précieuse des conclusions tirées de l'examen des courbes trouvées; toutefois

j'attache une signification toute particulière à ces courbes, parce qu'elles sont établies, ainsi que les conclusions que j'en ai tirées, en dehors de toute assimilation des conditions de production de la raie terrestre et de la raie solaire. Or rien ne dit que ces conditions soient comparables, les pressions et les températures n'étant pas les mêmes, les raies solaires étant de plus des raies d'absorption et les raies terrestres des raies d'admission.

Naturellement le même effet se retrouve quand on étudie la courbe équatoriale ; tandis que, le déplacement au bord vers le rouge étant laissé de côté, la courbe du fer est une droite, celle des vapeurs élevées sont des ellipses dont l'axe fait avec la ligne horizontale un angle qui donne la rotation solaire ; les cordes qui joignent les points correspondant à des longitudes égales et de signes contraires sont parallèles à l'axe de l'ellipse et permettent ainsi de déterminer la vitesse de rotation.

Tout ceci tend à montrer que, en plus de la vitesse de rotation, les centres absorbants des vapeurs élevées sont animés d'une vitesse centripète qui varie avec la vitesse de la vapeur.

Il est essentiel de remarquer que j'ai utilisé la lumière d'une région très étendue du Soleil, représentée sur le disque par un cercle de diamètre égal à environ 10 fois celui de la Terre, j'étais ainsi à peu près à l'abri des mouvements locaux révélés par le spectrohéliographe des vitesses de M. Deslandres, qui donne les variations de longueur d'onde dans des régions parfaitement déterminées et très petites.

Considérations hypothétiques. — Les mouvements descendants des vapeurs élevées étant considérés comme mis en évidence, on se trouve en face de la question suivante : si l'on admet que les vapeurs hautes tombent sur le Soleil avec les vitesses considérables trouvées, variant de 1 à 3^{km},7 par seconde, comment expliquer que, dans une même région de l'atmosphère solaire, deux vapeurs intimement mélangées, celle de l'hydrogène et celle du calcium, par exemple, soient animées de vitesses triples l'une de l'autre ? Comment expliquer ensuite l'origine de ces torrents de matière qui accroîtraient constamment la masse du soleil ? Mais toute difficulté disparaît si l'on admet que les mouvements que nous révèle le spectroscopie ne sont pas ceux de la généralité des molécules des vapeurs. Il faut bien remarquer, et l'on doit tenir compte du fait que ces vitesses n'ont pas été mesurées avec des instruments tels que les anémomètres,

mais par des variations de longueur d'onde, en appliquant le principe de Doppler-Fizeau. Or si l'on considère que, d'après les recherches de MM. Allo et Geest, dans une flamme de gaz contenant de la vapeur de sodium une portion extrêmement faible des atomes est lumineuse, et participe au phénomène de l'émission, que, d'après les recherches de M. Jean Becquerel, dans l'absorption cristalline un cent-milliardième seulement des atomes sont absorbants, on peut admettre que dans une vapeur qui absorbe, et en particulier dans l'atmosphère solaire, une très petite portion des atomes présents, comprise entre le cent-milliardième et le cent-millionième, est seule active et absorbe.

Sil'on relie alors ces idées aux résultats que j'ai obtenus dans l'étude de l'arc au mercure dans le vide, et à ceux de M. Stark, on est amené à se représenter le phénomène de l'absorption dans les vapeurs de la façon suivante : des ions ou des électrons se déplaçant dans un gaz ou dans une vapeur rencontrent des centres matériels et leur confèrent la propriété d'émettre ou d'absorber. Un centre non ionisé ne serait capable ni d'émettre un spectre de ligne ni d'absorber en donnant des raies d'absorption.

Imaginons alors que, dans une vapeur dont les molécules sont animées d'un mouvement d'ensemble, ici la rotation solaire, vienne à se produire une pluie d'électrons dirigée dans un certain sens ; les centres rencontrés acquerront d'une part la faculté d'absorber et, de l'autre, prendront une vitesse qui sera la résultante de leur vitesse initiale et de celle que les électrons leur auront communiquée ; cette vitesse dépendra donc de la nature de ces centres (il s'agit ici bien entendu de la vitesse moyenne), et la longueur d'onde absorbée sera altérée par ce mouvement. Si on peut observer dans différentes directions, l'altération de la longueur d'onde révélera le sens du mouvement et sa grandeur. Ces conditions sont réalisées dans le cas du Soleil par l'observation le long de l'équateur et le long du méridien de longitude héliocentrique nulle, c'est-à-dire suivant la ligne qui joint les pôles.

On est ainsi amené à penser que les centres absorbants contenus dans les vapeurs qui entourent le Soleil sont, dans les couches élevées, entraînés avec des vitesses variables d'une vapeur à l'autre.

On considère, en général, que le Soleil est chargé positivement, et ceci se conçoit si l'on admet par exemple qu'il renferme de nombreux corps radioactifs, qui parfois se décomposent brutalement en

envoyant vers l'intérieur des torrents d'électrons positifs et d'ions positifs correspondant aux rayons β et α . Les ions positifs, arrêtés par les couches basses telles que celles du fer, restent dans l'atmosphère basse, tandis qu'une bonne partie des électrons négatifs, plus pénétrants que les ions positifs, franchiraient en partie au moins l'atmosphère solaire, et viendraient se mêler aux électrons d'Arrhénius ; les rayons γ pourraient eux aussi produire des électrons négatifs. Ces phénomènes seraient accidentels, plus ou moins explosifs, révélés par les facules, dans lesquelles, d'après les recherches spectroscopiques de M. Deslandres, les vapeurs s'élèveraient ; on aurait là des phénomènes locaux, de même qu'un volcan émet des torrents de vapeur qui s'élèvent au-dessus de lui, s'épanouissent dans les régions voisines et retombent ensuite sur le sol en pluie uniforme. Le champ magnétique trouvé par M. Hale dans les taches montre bien des mouvements d'électrons ou d'ions à la surface solaire.

Dans l'ensemble on aurait donc un Soleil positif et une atmosphère d'électrons négatifs situés autour de lui, par diffusion dans leurs zones respectives des ions et des électrons. L'atmosphère négative tomberait petit à petit sur le Soleil, ou, du moins, les électrons situés vers l'intérieur de la zone négative seraient dans l'ensemble attirés vers le Soleil positif ; ce seraient eux qui, rencontrant les atomes pondérables, les rendraient absorbants, en leur communiquant une partie de leur vitesse : ainsi s'expliquerait la chute apparente des vapeurs, d'autant plus rapide que la masse des atomes serait plus petite et la vitesse des électrons plus grande ; l'hydrogène devrait tomber plus vite que le calcium ; les niveaux où se produit l'absorption interviendraient d'ailleurs, parce que la vitesse statistique de ces électrons serait fonction de leurs distances aux charges positives d'une part, et de la densité du milieu dans lequel ils se déplacent de l'autre, par suite des chocs plus ou moins nombreux qu'ils subissent et par lesquels leur vitesse est ralentie. Dans la couche du fer où la densité est élevée, leur vitesse serait très réduite et leur action sur les centres qu'ils rendent absorbants serait insensible.

Influence du champ magnétique solaire. — Une série de mesures, faite par M. Deslandres, sur la lumière des protubérances, a montré que, tout au moins pour certaines d'entre elles, les centres lumineux se meuvent en hélice ; ce résultat s'explique très aisément, en admet-

tant que les protubérances ne sont pas constituées par des jets de gaz (ce qui d'ailleurs paraît bien improbable si l'on considère que certaines d'entre elles ont des vitesses de plus de 100 kilomètres par seconde), et que ces lueurs sont produites par l'excitation de molécules gazeuses par des électrons. Si sur le Soleil et à son voisinage existe un champ magnétique, les électrons doivent se mouvoir en hélice, ce qui correspond bien aux résultats de l'observation.

D'après ceci, nous devons admettre qu'autour du Soleil existe un champ magnétique dû, par exemple, à la rotation des charges positives du Soleil; ce champ, à l'extérieur de la bobine sphérique équivalente, sera, vu le sens de la rotation, dirigé du nord vers le sud; dès lors les électrons négatifs que nous envisagions tout à l'heure comme produisant la descente apparente des vapeurs, doivent être entraînés par ce champ, et ceci dans un sens tel que leur vitesse, au lieu d'être normale à la surface, ait une composante dirigée dans le sens de la rotation. Il en résultera une accélération des centres absorbants qui cadre bien avec l'augmentation de vitesse des vapeurs élevées relativement à la couche du fer et au mouvement des taches. Mais, étant donnée la densité relativement élevée du milieu, l'excès de vitesse tangentielle doit être proportionnel à la vitesse de descente des électrons, c'est-à-dire que l'accélération équatoriale des vapeurs doit être proportionnelle à leur vitesse de descente. Or on peut former le tableau suivant :

Raies.....	Cet F de H	b ₂ de Mg	6 122 de Ca
Vitesse de chute équatoriale.	3,8	1,57	1,44 km. : sec.
Accélération relativement			
au fer.....	0,11	0,055	0,055 km. : sec.
Rapport.....	34	29	26

L'expérience, étant donné la difficulté des mesures, confirme donc les vues théoriques exposées ci-dessus.

Pourra-t-on, par la mesure de la vitesse aux différents parallèles, obtenir des renseignements sur le champ magnétique solaire? Si la couche absorbante d'un corps était à la même hauteur au-dessus du Soleil à toutes les latitudes et avait la même composition, ce qui est peut-être inexact, la détermination de l'accélération, en la considérant comme due au champ magnétique, permettrait de connaître la composante méridienne de celui-ci; à cet égard des mesures faites par M. Walter Adams au mont Wilson sur l'hydrogène

et le calcium sont très intéressantes. Si, en effet, on remonte aux vitesses kilométriques en partant des vitesses angulaires, on s'aperçoit que, depuis l'équateur jusqu'à la latitude de 70° environ, les différences entre les vitesses du fer et celles de l'hydrogène et du calcium oscillent irrégulièrement entre 0,05 et 0,09 kilomètre par seconde, les écarts avec la moyenne étant de l'ordre des erreurs d'expérience, tandis que de la latitude 0° à celle de 70°, les vitesses elles-mêmes varient de 2,06 à 0,40 kilomètre par seconde ; on peut alors considérer que la différence des vitesses est constante pour chacun des deux corps considérés.

La vitesse de l'hydrogène, par exemple, peut alors se mettre sous une forme analogue à celle que j'ai indiquée ci-dessus pour les taches et s'écrire :

$$V_{\varphi} = 2,626 \cos \varphi - 0,535 ;$$

le terme dépendant de la latitude est le même, le terme constant varie seul d'une formule à l'autre, comme si l'accélération était due à une force constante quelle que soit la latitude depuis l'équateur jusqu'au parallèle de 70° ; la composante du champ magnétique suivant la méridienne serait constante dans toute cette région, et par suite le champ ne serait pas dû à une nappe de courant sphérique. La densité de la couche positive de la surface ou, ce qui revient au même, celle de la couche négative formée par les électrons extérieurs devrait être plus grande au voisinage des pôles qu'à l'équateur, ce qui, *a priori*, n'a rien d'inacceptable, les zones royales étant une région particulièrement troublée où les couches positives et négatives tendent à se mélanger ; la densité moyenne de chacune d'elles doit y être plus petite que dans les régions voisines du pôle.

On voit que la conception d'une théorie solaire où entrent en jeu des mouvements dirigés de particules électrisées permet de relier à la vitesse de chute d'électrons l'excès apparent de rotation des couches élevées, et la proportionnalité entre les valeurs de ces deux grandeurs, révélée par l'expérience, donne à cette hypothèse un assez grand caractère de véracité.

INDUCTION DE DEUX COURANTS CIRCULAIRES PARALLÈLES COAXIAUX ;

Par M. E. MATHY.

I. Dans la première partie du travail paru sous ce titre dans le *Journal de Physique* ⁽¹⁾, j'obtiens la valeur du coefficient d'inductions M à l'aide des signes de Weierstrass.

$$M = 4\pi \sqrt{2r_1} \left(\frac{e_1}{2} \omega - \eta \right).$$

Dans la seconde partie, je détermine, à l'aide de séries hypergéométriques, les développements de ω et η en fonction de $\frac{J-1}{J}$, en m'appuyant sur les équations différentielles fournies par Halphen dans son *Traité des fonctions elliptiques* ⁽²⁾.

Or, comme le fait remarquer M. Grover, l'équation en η est erronée ; M. Grover a bien voulu rétablir les chiffres exacts, tout en conservant la méthode que j'avais suivie.

Dans les séries fournissant les valeurs de ω et de η , il y a une difficulté de signe qui doit être levée afin d'éviter les calculs erronés dans les applications numériques.

Comme

$$\frac{J-1}{J} = \frac{\left[1 - 36 \left(\frac{rr_1}{d^2 + r^2 + r_1^2} \right)^2 \right]^2}{\left[1 + 12 \left(\frac{rr_1}{d^2 + r^2 + r_1^2} \right)^2 \right]^3},$$

cette valeur est positive ; sa racine carrée est réelle, mais peut avoir les deux signes + ou -.

Les grandeurs relatives de ω et $\frac{\omega'}{i}$ indiquent le signe à choisir ; en considérant $\sqrt{\frac{J-1}{J}}$ comme étant toujours positive, il faut donner à la seconde série le signe de e_2 , car $\omega \gtrless \frac{\omega'}{i}$ suivant que e_2 est $\gtrless 0$;

⁽¹⁾ *J. de Phys.*, 3^e série, t. X, p. 33 ; 1901.

⁽²⁾ 1^{re} partie, p. 313 (Gauthier-Villars, Paris, 1886).

l'un des signes de $\sqrt{\frac{J-1}{J}}$ convient à ω ; l'autre à $\frac{\omega'}{i}$. Si l'on calcule directement $\sqrt{\frac{J-1}{J}}$, il faut tenir compte de la remarque précédente pour le signe de la seconde série; le procédé que j'indique ne laisse aucun doute; donc on a le tableau suivant :

Comme

$$e_2 = -\frac{d^2 + r^2 + r'^2 - 6rr'}{6rr'}$$

e_2 sera ≥ 0 quand $6rr'$ sera $\geq d^2 + r^2 + r'^2$; suivant les cas,

$$g_2^{\frac{1}{4}}\omega = A\sqrt{2} \cdot F\left(\frac{1}{12} \cdot \frac{5}{12} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{J-1}{J}\right) \pm \frac{B}{\sqrt{6}} F\left(\frac{7}{12} \cdot \frac{11}{12} \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{J-1}{J}\right) \sqrt{\frac{J-1}{J}}$$

D'ailleurs, si $e_2 = 0$ ou $6rr' = r^2 + r'^2 + d^2$,

$$g_2^{\frac{1}{4}}\omega = A\sqrt{2}$$

Il faut remarquer qu'en se servant de l'autre signe devant la seconde série on développe $\frac{\omega'}{i}$ et non ω .

Des observations analogues fixent le signe de la seconde série dans le développement de $\bar{g}_2^{\frac{1}{4}}\eta$.

Voici une autre méthode de calcul de M en fonction des rayons des cercles et de leur distance, dans laquelle toute difficulté de signe aura disparu.

II. Partons de l'expression

$$1 \quad M = 4\pi\sqrt{2r_1} \left(\frac{e_1}{2}\omega - \eta\right)$$

et introduisons les notations de Legendre par les formules suivantes :

$$(2) \quad \omega = \frac{K}{\sqrt{e_1 - e_2}}$$

$$(3) \quad \eta = E\sqrt{e_1 - e_2} - \frac{e_1 K}{\sqrt{e_1 - e_2}}$$

En portant ces valeurs de ω et η dans (1), il vient :

$$(4) \quad M = 4\pi \sqrt{2r_1} \left(\frac{3e_1}{2} \cdot \frac{K}{\sqrt{e_1 - e_2}} - E \sqrt{e_1 - e_2} \right).$$

Or

$$\begin{cases} e_1 = \frac{d^2 + r^2 + r_1^2}{3r_1}, \\ e_2 = \frac{6rr_1 - r^2 - r_1^2 - d^2}{6r_1}, \\ e_3 = -\frac{6rr_1 + r^2 + r_1^2 + d^2}{6r_1}. \end{cases}$$

On en déduit successivement :

$$\begin{aligned} \sqrt{e_1 - e_2} &= \frac{\sqrt{(r + r_1)^2 + d^2}}{\sqrt{2r_1}}; \\ \frac{3e_1}{2\sqrt{e_1 - e_2}} &= \frac{d^2 + r^2 + r_1^2}{\sqrt{2r_1} \sqrt{(r + r_1)^2 + d^2}}. \end{aligned}$$

De sorte que l'expression (4) de M peut encore s'écrire :

$$5 \quad M = 4\pi \left[\frac{d^2 + r^2 + r_1^2}{\sqrt{(r + r_1)^2 + d^2}} \cdot K - \sqrt{(r + r_1)^2 + d^2} \cdot E \right]$$

Le module k^2 étant $\frac{e_2 - e_3}{e_1 - e_2}$ a pour valeur

$$(6) \quad k^2 = \frac{4rr_1}{(r + r_1)^2 + d^2}.$$

Cette quantité est toujours plus petite que 1 et est exprimée en fonction des deux rayons r, r_1 et de la distance des deux cercles d .

On sait que les symboles K et E peuvent être développés en séries hypergométriques en fonction du module k^2 :

$$(7) \quad K = \frac{\pi}{2} F \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, k^2 \right),$$

$$8 \quad E = \frac{\pi}{2} F \left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, k^2 \right).$$

En tenant compte de (6), (7) et (8), on arrive à la formule suivante, d'un usage très rapide et très facile :

$$9 \quad M = 2\pi^2 \left\{ \frac{d^2 + r^2 + r_1^2}{\sqrt{(r + r_1)^2 + d^2}} \cdot F \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, \frac{4rr_1}{(r + r_1)^2 + d^2} \right) - \sqrt{(r + r_1)^2 + d^2} \cdot F \left(-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 1, \frac{4rr_1}{(r + r_1)^2 + d^2} \right) \right\}.$$

Il est bon de rappeler que la série hypergéométrique est :

$$F(\alpha . \beta . \gamma . x) = 1 + \frac{1}{1} \cdot \frac{\alpha . \beta}{\gamma} x + \frac{1}{1.2} \cdot \frac{\alpha(\alpha+1) \beta(\beta+1)}{\gamma(\gamma+1)} x^2 + \dots$$

**THÉORIE ET MODE D'EMPLOI D'UN NOUVEL ÉLECTROMÈTRE ABSOLU
FONDÉ SUR L'ACTION MUTUELLE D'UN CONDUCTEUR SPHÉRIQUE
ET D'UN CONDUCTEUR PLAN (1);**

Par MM. A. GUILLET et M. AUBERT.

I. *Divers types d'électromètres absolus.* — Les électromètres absolus classiques, d'ailleurs fort peu répandus, dérivent tous des formes adoptées par lord Kelvin, par M. G. Lippmann ou par Bichat et Blondlot.

Le type *lord Kelvin* est constitué par deux plans parallèles, il répond à la formule :

$$(1) \quad f = \frac{V^2}{8} \cdot \left(\frac{R}{\varepsilon}\right)^2,$$

R désignant le rayon du disque mobile découpé dans l'un des plans conducteurs, ε l'écartement de ces plans et V leur différence de potentiels.

Le type *Lippmann* constitué, dans sa forme primitive, par les deux hémisphères d'une boule quelconque entre lesquels s'exerce la répulsion :

$$(2) \quad f = \frac{V^2}{8},$$

comprend, dans sa forme dernière, deux sphères de même centre et de rayons respectifs R et R' appliquant à un hémisphère de l'armature intérieure la force

$$(3) \quad f = \frac{V^2}{8} \left(\frac{R'}{\varepsilon}\right)^2.$$

L'écartement ε est alors égal à R' — R.

Le type *Bichat et Blondlot*, constitué par des cylindres de même axe

(1) Communication faite à la Société française de Physique par M. A. Guillet : séance du 14 novembre 1913.

et de rayons respectifs R et R' , répond à la formule :

$$(4) \quad f = \frac{V^2}{4} \frac{1}{L \cdot \frac{R'}{R}},$$

ou approximativement :

$$f = \frac{V^2}{8} \left(2 \frac{R}{\varepsilon} \right).$$

Dans l'électromètre présenté à la Société française de Physique par MM. Abraham (1) et Villard, une calotte conductrice tirée par la force $2\pi\sigma^2\Delta S$ entraîne un bifilaire de translation dont les mouvements sont transmis à une aiguille mobile sur un cadran gradué en volts.

II. *Forme nouvelle d'électromètre absolu.* — Pourquoi ne pas disposer simplement une sorte de fil à plomb dynamométrique, constitué par une sphère suspendue à un fil fin, au voisinage d'un sol nivelé, ou mieux d'un plan conducteur amené en coïncidence avec l'horizon ? Un disque flottant sur une couche de mercure dans un large vase pourrait servir de seconde armature.

Poisson, lord Kelvin, Maxwell et d'autres physiciens illustres se sont appliqués à l'étude du système formé par deux sphères électrisées, mais je n'ai pas trouvé trace dans leurs travaux de la combinaison électrométrique plan-sphère.

Afin de pouvoir juger de l'intérêt d'une telle combinaison, il faut tout d'abord établir la formule de l'appareil, c'est-à-dire exprimer l'action mutuelle f qui s'exerce entre les deux conducteurs en fonction de leurs potentiels V, v , du rayon R de la sphère et de la distance e du centre de celle-ci au plan.

$$f = \varphi(R, e, V, v).$$

III. *Théorie.* — La sphère étant au potentiel V et le plan au potentiel zéro, former la fonction $\varphi(R, e, V)$.

Je présenterai la solution de ce problème, dans l'hypothèse où le lecteur connaît seulement le sens de l'expression du potentiel dû à des charges distribuées dans l'espace, à savoir :

$$v = \sum \frac{m}{r},$$

et les propriétés les plus générales de cette expression.

1) V. ce volume, p. 585.

La sphère S de centre O (fig. 1) étant seule dans l'espace prend le potentiel V lorsqu'elle reçoit la charge $m = RV$, et les surfaces équipotentiellles correspondantes sont des surfaces sphériques de centre O.

Les points de l'espace appartenant à un plan P quelconque seraient portés au potentiel zéro, si l'on pouvait placer en O' symétrique de O par rapport au plan une charge $-m$ sans modifier la distribution sur la sphère S. Mais une telle opération est impossible, en raison du phénomène d'influence.

La densité électrique initiale en M_0 , à savoir :

$$\sigma_0 = \frac{V}{4\pi R},$$

change et devient σ . Déterminons la nouvelle distribution.

La charge $-m$ placée en O' produit en M_0 le potentiel $-\frac{m}{r}$ et la charge répartie sur la sphère produit au même point M_0 le potentiel $\int \frac{\sigma' dS'}{r'}$, l'élément de surface courant dS' placé à la distance r' de M_0 , portant la charge $\sigma' dS'$.

Mais la sphère est maintenue par hypothèse au potentiel V, donc :

$$(1) \quad V = -\frac{m}{r} + \int_s \frac{\sigma' dS'}{r'}.$$

En un point M_0 de la surface d'un conducteur, la densité σ est liée à la variation du potentiel suivant la normale par la formule :

$$2\pi\sigma = -\frac{dV}{dn};$$

par suite,

$$(2) \quad 2\pi\sigma = -\frac{m}{r^2} \frac{dr}{dn} + \int_s \frac{\sigma' dS'}{r'^2} \frac{dr'}{dn}.$$

Or, de triangles faciles à discerner sur la figure, on tire :

$$dr = dn \cdot \cos \alpha; \quad dr' = dn' \cdot \cos \alpha'$$

et

$$r' = 2R \cos \alpha'.$$

La relation (2) peut donc s'écrire :

$$(3) \quad 2\pi\sigma = -\frac{m}{r^2} \cos \alpha + \frac{1}{2R} \int \frac{\sigma' dS'}{r'}$$

La valeur de l'intégrale \int_s tirée de (1) étant portée dans (2), il vient

$$2\pi\sigma = -\frac{m}{r^2} \cos \alpha + \frac{1}{2R} \left(V + \frac{m}{r} \right).$$

Posons $OO' = 2e = \delta$, le triangle OM_0O' donne :

$$\delta^2 = r^2 + R^2 - 2rR \cos \alpha,$$

et par suite :

$$\sigma = \sigma_0 - \frac{m(\delta^2 - R^2)}{4\pi R r^3}.$$

Il résulte de cette analyse que la distribution imposée à la sphère, maintenue d'autre part au potentiel V , par la présence de la charge $-m$ en O' , peut être considérée comme la superposition :

1° De la distribution initiale σ_0 , qui correspond au potentiel V , la sphère étant seule dans l'espace ;

2° De la distribution

$$\sigma_1 = -\frac{m(\delta^2 - R^2)}{4\pi R r^3},$$

due à l'influence exercée par la charge $-m$ placée en O' , la sphère étant supposée reliée au sol, c'est-à-dire au potentiel zéro. Rappelons que la charge initiale $m = RV$; quant à la charge m_1 superposée à la première par l'action influençante de $-m$, elle a pour valeur :

$$m_1 = \int \sigma_1 dS = \frac{-m(\delta^2 - R^2)}{4\pi R} \int \frac{dS}{r^3}.$$

Comme $r^2 = \delta^2 + R^2 - 2\delta x$ (triangle OM_0O'), il vient, en posant $\delta^2 + R^2 - 2\delta x = u$,

$$\int \frac{dS}{r^3} = -\frac{1}{2\delta} \int \frac{du}{u^{\frac{3}{2}}}$$

En conséquence,

$$m_1 = -\frac{mR}{\delta}.$$

La distribution uniforme de la charge $m = RV$, la distribution variable, mais de révolution autour de OO' de la charge m_1 et le centre O' , de coefficient d'action $-m$, déterminent l'état actuel du milieu, c'est-à-dire la distribution des potentiels dans l'espace entre S et P . Les surfaces équipotentielles, ne sont plus, comme au début des surfaces sphériques de centre O ; elles se sont déformées pour *tendre* à admettre parmi elles, comme surface de potentiel nul, le plan P .

Mais cette répartition du potentiel $V = \psi(x, y, z)$ qu'il est inutile, dans le cas présent, de déterminer d'une façon complète, peut être imposée, entre S et P par la distribution initiale σ_0 et par un centre O_1 , portant la charge m_1 , convenablement placé sur OO' . Cette position est facile à déterminer; en effet, si r_1 est la distance O_1M , M étant un point quelconque de la sphère, le potentiel en M , qui a d'une part pour mesure V , a d'autre part pour mesure

$$\sum \frac{m}{r} = \frac{m}{R} - \frac{m}{r} + \frac{m_1}{r_1}.$$

On a donc :

$$V = V - \frac{m}{r} + \frac{m_1}{r_1},$$

d'où :

$$\frac{r_1}{r} = \frac{m_1}{m} = \frac{R}{\delta}.$$

Le point O_1 est tel que le rapport des points de la surface de la sphère aux points O_1 et O' est égal à $\frac{R}{OO'}$; c'est donc le conjugué de O' par rapport à la sphère. Il suffira par suite pour fixer la position du point centre O_1 , de mener par O' le cône circonscrit à la sphère et de marquer le point d'intersection du plan du parallèle de contact avec OO' .

On retrouverait ce même point O_1 en cherchant le centre de masses qui seraient réparties comme les charges $\sigma_1 dS$ et qui auraient même mesure que ces charges.

L'intervention du centre O_1 permet de recommencer la tentative d'imposer aux points du plan P le potentiel zéro. Les charges m en O et $-m$ en O' continuent à produire sur P le potentiel zéro, mais

la charge m_1 intervient pour produire un potentiel $\frac{m_1}{\rho}$ variable avec ρ d'un point à l'autre du plan P. En imaginant un centre O'_1 symétrique de O_1 et de coefficient d'action $-m_1$, on produirait bien sur P le potentiel zéro, mais à la condition que rien ne soit modifié dans la distribution sur S. Or il y aura influence et comme précédemment on pourra supposer l'état final entre S et P déterminé par les charges m en O , $-m$ en O' , m_1 en O_1 , $-m_1$ en O'_1 , et $m_2 = -m_1 \frac{R}{\delta}$ en O_2 conjugué de O' par rapport à la sphère.

Cet état final correspond à des surfaces équipotentielles encore plus déformées que précédemment et plus proches d'admettre le plan P comme surface équipotentielle nulle.

Cette analyse indéfiniment poursuivie conduit donc à une double distribution correspondant chacune à une infinité de points liés entre eux deux à deux, selon l'instant où on les considère, par conjugaison ou par symétrie, et dont l'effet est de produire finalement sur P le potentiel zéro, la sphère S étant au potentiel V.

La charge distribuée sur S est égale à la somme des charges réparties entre les points O_p intérieurs à S; et la charge distribuée sur P est égale à la somme des charges relatives au groupe de points O'_p . Dans le cas présent, ces deux charges sont donc égales et de signes contraires. L'action mutuelle entre la sphère et le plan est égale à la résultante des actions mutuelles entre les charges des deux groupes de points O_p et O'_p , puisque entre S et P l'édifice électrique est entièrement déterminé par les distributions O_p et O'_p .

Il est d'ailleurs aisé de vérifier directement que les actions d'une couche σ_p et du centre O_p sur un point de l'axe sont égales.

Voici le tableau auquel conduit l'analyse précédente :

Points	Abscisses	Charges	Points	Abscisses	Charges
0	0	RV	O'	2e	-RV
O_1	$\frac{R^2}{2e}$	$\frac{R^2V}{2e}$	O'_1	$\frac{4e^2 - R^2}{2e}$	$-\frac{R^2V}{2e}$
O_2	$\frac{R^2 \times 2e}{4e^2 - R^2}$	$\frac{R^3V}{4e^2 - R^2}$	O'_2	$\frac{8e^3 - 4R^2e}{4e^2 - R^2}$	$-\frac{R^3V}{4e^2 - R^2}$
O_3	$\frac{R^2 \times (4e^2 - R^2)}{8e^3 - 4R^2e}$	$\frac{R^4V}{8e^3 - 4R^2e}$			
.....			(I)		
O_p	$x_p = \frac{R^2 E_{p-1}}{E_p}$	$m_p = \frac{R^{p+1}V}{E_p}$	O'_q	$x_q = \frac{E_{q+1}}{E_q}$	$m'_q = -\frac{Rq}{E_q}$

Si l'on pose $u = \frac{e}{R}$ et $E_p = R^p U_p$, on est amené à former la famille de polynômes U dont les premiers représentants sont $U_0 = 1$, $U_1 = 2u$, $U_2 = 4u^2 - 1$, $U_3 = 8u^3 - 4u$, ..., etc.

Comme la charge Q portée par la sphère est telle que

$$Q = \Sigma m_p,$$

on a avec les notations précédentes :

$$Q = RV \left[1 + \frac{1}{2u} + \frac{1}{4u^2 - 1} + \dots \right],$$

ou encore :

$$a) \quad Q = RV \sum \frac{1}{U_n}.$$

La charge Q' portée par le plan est égale à $-Q$. On voit que la capacité de l'une des armatures du système a pour valeur $R \sum \frac{1}{U_n}$; la capacité initiale R de la sphère est donc rendue $\sum \frac{1}{U_n}$ fois plus grande par le voisinage du plan relié au sol.

Au système des points O_p et O_q' correspond l'action :

$$f_{p \cdot q} = \frac{m_p m'_q}{(x_q - x_p)^2};$$

l'action mutuelle totale aura donc pour expression :

$$(2) \quad f = m \sum \frac{m'}{(x_0 - x)^2} + m_1 \sum \frac{m'}{(x_1 - x)^2} + \dots$$

En partant des données du tableau (I), on formera facilement un second tableau dont chaque ligne représentera l'un des termes de la relation (2). On obtiendra ainsi (II) :

$$-\frac{m}{V^2} \sum \frac{m'}{(x_0 - x)^2} = \frac{R^2}{4e^2} + \frac{R^3 2e}{4e^2 - R^2} + \frac{R^4 (4e^2 - R^2)}{(8e^3 - 4R^2 e)^2} + \frac{R^5 (8e^3 - 4R^2 e)}{(16e^4 - 12R^2 e^2 + R^4)^2} + \dots$$

ou par l'emploi des polynômes E_p :

$$-\frac{m}{V^2} \sum \frac{m'}{(x_0 - x)^2} = \frac{R^2}{E_1^2} + \frac{R^3 E_1}{E_2^2} + \frac{R^4 E_2}{E_3^2} + \frac{R^5 E_3}{E_4^2} + \frac{R^6 E_4}{E_5^2} + \dots$$

mutuelle, pour cette même position, lorsque la sphère est portée au potentiel unité (1 ues).

On remarquera que, pour une même valeur de u , la capacité C est proportionnelle au rayon de la sphère, alors que l'action mutuelle est indépendante de ce rayon.

En se reportant à la valeur de f qui renferme les premiers polynômes U dont la suite est infinie, on reconnaîtra, avec un peu d'attention, que ces polynômes satisfont à des relations variées, intervenant à divers titres dans leur calcul numérique.

α . — On a par exemple :

$$U_p = 2uU_{p-1} - U_{p-2}$$

et par suite :

$$U_p = (2u)^r + \Sigma(-1)^r (2u)^{p-2r} \frac{(p-1) \dots (p-2r+1)}{r!},$$

puis :

$$U_p = U_r U_{p-r} - U_{r-1} U_{p-r-1} \quad \text{avec} \quad 2r \leq p,$$

et par suite :

$$U_{2n} = U_n^2 - U_{n-1}^2; \dots \text{ etc.}$$

β . — On a encore :

$$pU'_{p-1} = 2u(p+1)U'_p - (p+2)U'_{p-1}$$

et

$$p(p+2)U_p = 3u \frac{dU_p}{du} + (u^2 - 1) \frac{d^2U_p}{du^2}.$$

γ . — Les polynômes U_p se relient aux polynômes de Legendre.

Si l'on cherche, en effet, à déterminer une fonction $f(u, z)$ telle que :

$$f(u, z) = \Sigma U_p z^p,$$

il se trouve qu'en raison de la relation

$$pU_p = uU'_p - U'_{p-1}$$

la fonction f est solution de l'équation aux dérivées partielles :

$$(u - z) \frac{\partial f}{\partial u} - z \frac{\partial f}{\partial z} = 0.$$

Comme

$$f(u, z) = \psi \left(b + azu - a \frac{z^2}{2} \right),$$

on voit que les polynômes U_p s'obtiendront immédiatement comme coefficients des puissances z^p en formant le carré du développement de Legendre, ou en divisant plus simplement 1 par $1 - 2uz + z^2$.

$$(1 - 2uz + z^2)^{-1} = 1 + (2u)z + (4u^2 - 1)z^2 + (8u^3 - 2u)z^3 + \dots$$

Une table des valeurs de U_p , de U'_p et des quotients $U_p : U_p^2$ a été dressée pour les valeurs de u suivantes 1,1 ; 1,5 ; 1,8 ; 2 ; 2,5 ; 3 ; 3,5 ; 4 ; 4,5 et 5, l'indice p variant parfois de $p = 1$ à $p = 30$, de façon à permettre une précision suffisante sur le calcul de C_1 et de $2f_1$.

La table des valeurs de $C_1(u)$ est représentée par la courbe C (fig. 3) et la table des valeurs de f_1 par la courbe F (fig. 3).

Indiquons quelques valeurs de C_1 et de f_1 :

u	f_1 ($V = 1$ ues)	C_1
1,1	2,1840	2,1551
1,5	0,3178	1,5353
1,8	0,1667	1,3977
2	0,1206	1,3410
2,5	0,0649	1,2526
3	0,0408	1,2011
3,5	0,0281	1,1672
4	0,0205	1,1251
4,5	0,0157	1,1112
5	0,0123	

Pour $u = 1,1$, $V = 300$ volts et une sphère de $R = 1$ centimètre de rayon, l'attraction aura pour intensité $f_1 = 2$ dynes, 1840 ; le pôle inférieur de la sphère sera alors à la distance $\epsilon = R u - 1$, soit 1^{mm},5 du plan. Comme dans de telles conditions la différence de potentiel V peut être portée à environ 15 unités sans que la disruption se produise, l'attraction peut atteindre 400 dynes. Dans ces mêmes conditions la capacité C du système, soit $C = R \cdot C_1$, est de 2,1551 unités es.

V. *Description de l'appareil.* — L'électromètre représenté (fig. 2) se compose d'un fil de torsion horizontal a dont les extrémités sont serrées dans deux petits porte-foret A et B. La tige filetée B permet de tendre le fil et la tête divisée A de le tordre d'angles connus. Un

disque évidé très léger D , de liège, d'aluminium, ou d'ébonite selon les cas, est monté sur un tube d'aluminium très court servant d'axe. Les extrémités filetées de ce tube sont fendues et portent deux écrous α , α servant à fixer le disque sur le fil, celui-ci ayant été au préalable engagé dans le tube et le disque occupant le milieu de la longueur AB . Un fil très fin b fixé en un point de l'épaisseur du disque, s'enroule sur une gorge et vient tomber tangentiellement au disque. La sphère S dont on a fait choix (sphère creuse) en aluminium, ou en celluloid dont on a argenté ou métallisé la surface, est munie d'un orifice dans lequel on engage par pression au moyen d'une pince la goupille qui termine le fil de suspension b .

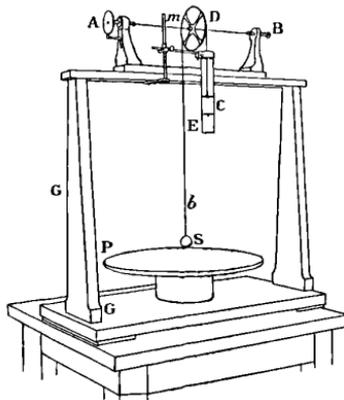


FIG. 2.

La sphère est équilibrée par un contrepoids C formé d'un cylindre de papier complètement clos suspendu à un fil s'enroulant dans une seconde gorge voisine de celle affectée au fil b . Comme il importe que les oscillations de l'équipage s'amortissent rapidement, on oblige le cylindre C à se mouvoir à l'intérieur d'un tube E , fermé par le bas, dont le diamètre excède à peine celui du contrepoids. Avec un tel amortisseur à air, on produit tous les degrés d'amortissement et même l'apériodicité si on le juge utile. On fixe sur le fond extérieur du cylindre C et symétriquement par rapport à son axe les petites masses destinées à parfaire l'équilibre de l'équipage.

On lit la torsion du fil au moyen d'un miroir m , par exemple sphérique, placé au centre d'une règle transparente circulaire ayant même rayon que le miroir : on suit pour cela le déplacement, sur les

divisions de la règle de l'image du filament rectiligne d'une lampe Nernst disposée au centre du miroir m .

Une règle, de 1 mètre de rayon, couvrant un arc de 90° , répond à la plupart des exigences de ces mesures. Le miroir étant monté sur un tube mobile autour de son axe, il est facile de l'orienter dans la direction que l'on a choisie. L'appareil est complété par un disque conducteur (de grand rayon par rapport au rayon de la sphère S et par rapport à l'écartement imposé ε). Il comporte aussi un jeu de sphères de divers rayons, et de fils de torsion en harmonie avec les forces électriques à estimer.

Le plan P et le dynamomètre sont rendus solidaires à l'aide du cadre G qui supporte ces organes.

Lorsqu'on tient à opérer rapidement, il est commode de déduire de la course du spot celle de la sphère ainsi que la distance de la sphère au plan dans chacune des positions où celle-ci stationne. Il suffira pour cela de déposer sur le plan au-dessous de la boule deux cylindres bien dressés d'épaisseur ε et ε' , d'amener la sphère en tangence dans les deux cas et de lire les positions correspondantes n et n' du spot. Si l'on pose $\frac{\varepsilon' - \varepsilon}{n - n'} = v$, l'écart ε_1 correspondant à la lecture n_1 du spot se déduira de la formule :

$$\varepsilon_1 = \varepsilon + v (n_1 - n).$$

Pour opérer à écartement ε_2 fixe, on maintiendra le spot dans sa position initiale en agissant progressivement sur le tambour divisé du dynamomètre. Après suppression de l'attraction électrique, le spot vient occuper sur la règle une position n_2 telle que

$$\frac{n_2 - n_0}{\rho} = 2\theta,$$

d'où pour le couple de torsion correspondant

$$C\theta = C \frac{(n_2 - n_0)}{2\rho};$$

le tambour fournit d'autre part une seconde mesure de θ .

On peut évidemment équilibrer de diverses manières l'attraction électrique f : par exemple à l'aide du moment variable $pr' \sin \theta$ d'un poids fixé au disque, celui-ci étant alors calé sur un axe rigide rou-

lant sur rubis (forme peson); ou encore par le moyen d'une poussée hydrostatique, la sphère est alors solidaire d'un flotteur dont la tige détermine par un déplacement λ une variation de poussée $p_1\lambda$ (forme aréomètre), etc.

Conditions auxiliaires. — L'électromètre étant à l'état neutre, le centre de la sphère se trouve à une distance $e_0 = u_0 R$ du plan.

Il vient se placer à la distance :

$$e = uR$$

et descend par suite de $(u_0 - u)R$, lorsque la sphère est portée au potentiel V . Mais il faut pour cela que l'on puisse trouver une valeur $u < u_0$ telle que

$$(1) \quad C\theta = f \times r,$$

r étant le rayon du disque D , $C\theta$ le couple de réaction du fil de torsion et f la force avec laquelle la sphère est tirée vers le plan.

Comme $\theta r = (u_0 - u)R$, la condition (1) peut s'écrire :

$$\frac{RC}{r^2} (u_0 - u) = f.$$

Traçons les courbes (fig. 000) $y_1 = f = V^2\chi(u)$ et la droite $y_2 = \frac{RC}{r^2} (u_0 - u)$; il est visible, en raison de la forme qu'affecte la courbe $y_1 = f$, que cette courbe sera coupée par la droite $y_2 = C\theta$ en deux points au plus.

Si l'on mène par le point de l'axe des u d'abscisse u_0 une tangente à la courbe $y_1 = f$, on aura deux positions d'équilibre pour les droites $y_2 = C\theta$ placées au-dessus de cette tangente, et l'équilibre sera impossible pour le faisceau des droites placées au-dessous. Mais, dans le cas où il y a deux positions d'équilibre, l'une d'elles M_1 est stable alors que l'autre M_2 est instable. En effet, si u varie de du au voisinage de M_1 , la force électrique ramènera la sphère à sa première position, si du est positif; si du est négatif, c'est la réaction de torsion qui remplira ce rôle. Si u_2 augmente de du en M_2 , l'attraction électrique l'emportera sur la torsion et la sphère ira jusqu'au contact du plan ou au moins jusqu'à la position de disruption.

Comment faut-il établir l'appareil et choisir les potentiels V pour opérer en équilibre stable?

Partons d'une loi approchée de la force f :

$$f = V^2 \frac{\alpha}{(u - 1)(u + \beta)},$$

dans laquelle α et β sont deux constantes. La variable u qui répond à l'équilibre doit satisfaire à l'équation :

$$\frac{V^2 \alpha r^2}{CR} = (u_0 - u)(u - 1)(u + \beta).$$

Construisons la courbe d'équation :

$$y = (u_0 - u)(u - 1)(u + \beta),$$

qui ne dépend que de u_0 . En faisant varier u de u_0 à 1, on voit que y part de zéro, croît jusqu'à un maximum y_m pour une certaine valeur u_m de u , puis décroît et s'annule de nouveau pour $u = 1$.

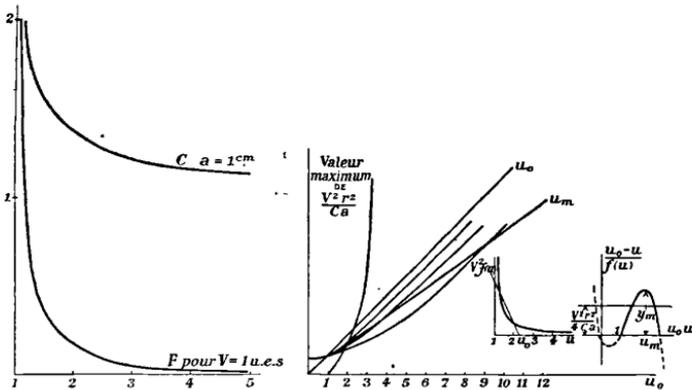


FIG. 3.

Les coordonnées u_m et y_m qui s'introduisent ainsi sont évidemment des fonctions de u_0 , on a :

$$3u_m = u_0 + 0,989 + \sqrt{u_0^2 - 0,989u_0 + 1,044}$$

et

$$y_m = (u_0 - u_m)(u_m - 1)(u_m + \beta),$$

représentées par les courbes (fig. 3) (à droite).

Si l'on trace la parallèle : $Y = \frac{V^2 \cdot r^2 \alpha}{CR}$ à l'axe des u (fig. 3), elle coupera la courbe :

$$(2) \quad Y = y_m$$

en un point d'abscisse \mathcal{O}_0 . D'où la nécessité de partir d'une valeur $u_0 > \mathcal{O}_0$.

Si u_1 est la valeur de u à l'équilibre, la condition de stabilité exige que u_1 soit compris entre u_0 et u_m .

Ainsi la constante électro-mécanique de l'appareil, à savoir $\frac{\alpha^2 r}{CR}$, et le potentiel V à mesurer, déterminent une limite inférieure \mathcal{O}_0 , c'est-à-dire qu'il faudra qu'au repos le centre de la boule soit à une distance $(u_0 - 1)R$ plus grande que $(\mathcal{O}_0 - 1)R$.

Ayant choisi la valeur initiale u_0 de u , on calculera une valeur $u_m = F(u_0)$, qui sera une limite supérieure pour u_1 (u_1 , valeur de u pour l'équilibre stable).

La différence $\mathcal{O}_0 - u_m$ détermine le jeu de l'appareil dans les conditions choisies. Ces considérations permettent de prévoir dans tous les cas comment se comportera l'électromètre plan-sphère.

Il est évident que dans la discussion complète des conditions auxiliaires on devra faire intervenir les lois des divers phénomènes dont le système peut être occasionnellement le siège :

$$\begin{aligned} \text{disruption : } V : D &= k; \\ \text{charge limite : } V : u &= k' \dots, \text{ etc.} \end{aligned}$$

On trouvera dans le tableau suivant des données numériques utiles :

u_0 prenant les valeurs suivantes :	Les valeurs de u correspondant à un équilibre stable sont comprises entre u_m, u_0 et u_m .		$u_0 - u_m$.	La plus courte distance de la sphère au plan est $\delta = a(u_m - 1)$.	$u_m + 0,011$	A la condition que $\frac{La}{\sqrt{2}r^2}$ ne dépasse pas la valeur.	Dans l'intervalle u_0, u_m l'appareil fonctionne en électromètre si : $V \leq a(u_m - 1) \times 105$, et dans le cas contraire en électreur : $u_m - 1 \times 105$.	Il faut donc que la constante $\frac{a^2 r^2}{C}$ soit plus grande que
1	1	0	0	0	1,011	0	0	0
2	1,57	0,43	0,57	1,581	1,581	1,59	59,85	$4,4 \times 10^4$
3	2,22	0,78	1,22	2,231	2,231	8,77	128,10	5,3
4	2,86	1,14	1,86	2,871	2,871	25,09	193,30	6,6
5	3,52	1,48	2,52	3,531	3,531	54,28	264,60	7,7
6	4,19	1,81	3,19	4,201	4,201	99,98	334,95	8,9
7	4,85	2,15	3,85	4,861	4,861	165,85	404,25	10,1
8	5,51	2,49	4,51	5,521	5,521	255,56	473,55	11,4
9	6,19	2,81	5,19	6,201	6,201	372,77	544,95	12,6
10	6,84	3,16	5,84	6,851	6,851	521,15	613,20	13,8
11	7,49	3,51	6,49	7,501	7,501	704,33	681,45	15,2
12	8,12	3,88	7,12	8,131	8,131	925,90	747,60	16,6
13	8,82	4,18	7,82	8,831	8,831	1 189,87	821,10	17,6
14	9,49	4,51	8,49	9,501	9,501	1 499,55	894,45	18,9
15	10,16	4,84	9,16	10,171	10,171	1 858,71	961,80	20,1

VI. En suivant la méthode exposée paragraphe III, on se rendra facilement compte de ce qui arrive lorsque la sphère S est portée au potentiel zéro, et le plan au potentiel v .

Et d'abord une sphère de rayon R' , portée au potentiel v , se charge uniformément à la densité :

$$\sigma = \frac{v}{4\pi R'}$$

par suite le plan, au potentiel v , possède une charge infinie de densité nulle. Il établit donc dans l'espace un champ $\varphi = 0$, c'est-à-dire le potentiel v , puisque :

$$\varphi = -\frac{dv}{dn}$$

Pour imposer aux points d'un tel champ, distribués sur une surface sphérique S, un potentiel nul, il faudrait, *sans rien modifier d'autre part*, placer au centre O de la sphère une charge $-Rv$.

Mais une telle opération altérerait, de façon différente, le potentiel v des points du plan, à moins que l'on ne cherche à compenser cet effet en plaçant en O' symétrique de O par rapport au plan la charge Rv . On déterminera comme paragraphe III la nouvelle distribution sur S

et on continuera à s'acheminer, *par approximations successives*, vers l'état limite admettant la surface S comme surface au potentiel nul et le plan P comme surface au potentiel v . Il est d'ailleurs inutile de poursuivre cette analyse puisque l'on retombe sur les séries de points O_p, O'_p déjà déterminés; les charges à placer en ces points se déduisent de celles déjà calculées par la substitution de $-v$ à V . En conséquence la charge Q de la sphère et l'attraction entre la sphère et le plan se calculeront par les formules (a), (b), à la condition de substituer à V la différence $V - v$ des potentiels des deux conducteurs. Le système (S-P) se comporte encore idiostatiquement; on sait qu'il n'en est plus ainsi dans le cas de deux conducteurs sphériques extérieurs.

LES THÉORIES STATISTIQUES EN THERMODYNAMIQUE (1).

M. Lorentz, l'éminent professeur de l'Université de Leyde, vient de faire au Collège de France cinq conférences sur les bases théoriques modernes de la thermodynamique. Il a bien voulu nous en communiquer les sommaires, que nous sommes heureux de faire connaître aux lecteurs du *Journal de Physique* en attendant la publication *in extenso* des conférences elles-mêmes.

Première Conférence. — M. Lorentz fait remarquer que, dans la doctrine classique de la thermodynamique, on ne parle guère du mécanisme des phénomènes; il n'est jamais question des molécules, des ions, des atomes, etc., mais seulement des grandeurs qu'on peut observer et mesurer directement.

Pourtant les physiciens, encouragés par le succès des théories moléculaires et atomistiques, ont essayé de déduire de ces théories le principe de Carnot-Clausius et d'interpréter les fonctions thermodynamiques telles que l'entropie.

Boltzmann s'est le premier engagé dans cette voie, suivi bientôt par Gibbs, Poincaré, Planck, Einstein, etc. On peut considérer comme entièrement acquise la notion qui lie l'entropie à la probabilité des états.

Boltzmann exprime cette liaison par une formule qui est devenue célèbre. Dès qu'on connaît la probabilité, on en déduit l'entropie. La

(1) Exposé des problèmes examinés par M. le professeur Lorentz.

formule contient deux constantes importantes : la constante des gaz et la constante d'Avogadro. Il s'agit maintenant de définir d'une façon plus précise la probabilité d'un état.

A cet effet, on peut suivre des méthodes différentes, qui se rattachent aux diverses méthodes de la mécanique statistique : considération des ensembles canoniques ou ergodiques ; considérations sur le temps pendant lequel un système se trouve dans un état déterminé, etc...

M. Lorentz choisit une méthode qui revient à la considération d'un ensemble ergodique. Il donne une définition de la probabilité en fonction de l'énergie et des paramètres géométriques, tels que le volume. Il fait voir ensuite que la fonction que l'on en déduit en se servant de la relation de Boltzmann jouit en effet de toutes les propriétés de l'entropie thermodynamique.

Il montre ensuite par un exemple (pression d'un gaz dont les molécules ont une certaine étendue) comment on peut arriver ainsi à de nouveaux résultats.

Deuxième Conférence. — M. Lorentz commence sa seconde leçon en insistant sur une circonstance heureuse qui se présente dans l'application du théorème de Boltzmann. C'est que de très grandes variations dans la probabilité d'un état se traduisent par des changements très petits et souvent négligeables de l'entropie. La discussion de quelques cas particuliers montre que cette circonstance donne à la théorie une grande souplesse.

Il s'agit maintenant de justifier autant que possible, la définition de la probabilité qui a été donnée dans la première leçon. L'auteur fait voir d'abord qu'en vertu d'un théorème bien connu de Liouville, la définition est compatible avec la condition que la probabilité d'un état doit être indépendante du temps. Mais cette considération ne suffit pas pour résoudre la question.

Il y a une autre définition, préconisée surtout par M. Einstein, qui se présente immédiatement à l'esprit. Dans celle-ci, les probabilités des différents états que prend successivement un système abandonné à lui-même sont considérées comme proportionnelles aux durées des intervalles de temps pendant lesquels ces états existent. Cette deuxième définition est entièrement satisfaisante, et la définition de M. Lorentz le sera donc également, si on peut ramener l'une de ces définitions à l'autre.

M. Lorentz montre qu'il n'en est pas ainsi : les deux définitions ne

sont pas tout à fait équivalentes. D'un autre côté, c'est la définition de M. Lorentz qui se prête le mieux aux applications. On est ainsi conduit à reconnaître que, si satisfaisants que soient les résultats obtenus par les théories statistiques, on pourra encore faire des progrès sous le rapport de la rigueur.

Troisième Conférence. — M. Lorentz montre la liaison qui existe entre la méthode qu'il a suivie et celle des ensembles canoniques de Gibbs.

Il passe ensuite à la considération des déviations de l'état le plus probable, déviations qui doivent exister d'après les théories modernes et qui sont caractéristiques pour ces théories en contraste avec la thermodynamique classique.

Si on divise en deux parties égales le volume occupé par un gaz, ces deux parties ne contiendront pas exactement des nombres égaux de molécules. Il y aura des fluctuations de densité. De même il y aura des fluctuations d'énergie dans un système de corps qui se trouvent au contact.

Toutes ces fluctuations peuvent être calculées et si on parvient à les observer, on aura le moyen de déterminer le nombre de molécules contenues dans une molécule-gramme, c'est-à-dire la constante d'Avogadro. M. Lorentz montre que l'influence que les fluctuations en densité pourraient avoir sur la pression exercée par un gaz ne peut être sensible. Mais il y a deux cas particuliers dans lesquels les fluctuations peuvent produire un effet observable.

D'abord, à cause des fluctuations en densité, un corps gazeux n'est pas optiquement homogène. Il éparpillera donc les rayons lumineux qui le traverseront, de la même manière que le ferait un brouillard. C'est l'explication du bleu du ciel donné par lord Rayleigh. M. Lorentz indique sommairement comment on peut obtenir la formule que Rayleigh a donnée pour ces phénomènes. Il dit quelques mots ensuite des expériences de Keesom et Zernike sur l'opalescence qu'on observe près du point critique soit dans le cas d'un corps pur, soit dans le cas d'un mélange.

Un autre phénomène est aussi dû aux fluctuations en densité des molécules : c'est le mouvement brownien qui a été étudié expérimentalement par M. Perrin. M. Lorentz discute la formule d'Einstein et les recherches théoriques de M^{me} de Haas-Lorentz qui s'y rattachent. Il fait voir comment, dans un cas spécial, on peut rendre compte de tous les détails du phénomène. C'est le cas d'une sphère placée dans

un gaz tellement raréfié que le trajet moyen du libre parcours des molécules est très grand en comparaison du diamètre de la sphère.

Quatrième Conférence. — Dans la théorie du rayonnement, une difficulté se présente : les lois de la mécanique et de l'électrodynamique ordinaires ne s'appliquent plus et conduisent à une formule en contradiction avec les résultats expérimentaux. On ne peut donc appliquer immédiatement à ces phénomènes les lois de la mécanique statistique, qui sont basées sur la mécanique ordinaire ; il est alors nécessaire de faire une hypothèse supplémentaire.

Si un gaz, ou un autre système de molécules qui en soi-même ne présente pas ces difficultés nouvelles, et est assujéti aux lois de la mécanique classique, peut échanger de l'énergie avec un second corps pour lequel il n'en est pas ainsi, on peut considérer le nombre des états possibles du premier corps pour lesquels l'énergie a une valeur déterminée comprise entre E_1 et $E_1 + dE_1$; on peut aussi considérer le nombre des états du second corps qui sont compatibles avec une valeur donnée de son énergie comprise entre E_2 et $E_2 + dE_2$.

En supposant que chaque état du premier corps puisse être combiné indifféremment avec chaque état du second corps, on est conduit à mesurer la probabilité d'une certaine distribution par le produit des deux nombres dE_1, dE_2 qui sont les variations d'énergie admises pour chaque système. On démontre ainsi que pour le second corps l'entropie peut être calculée au moyen de la formule de Boltzmann.

S'étant ainsi affranchi des lois de la mécanique classique, on peut appliquer aux phénomènes du rayonnement les raisonnements précédents. On peut, par exemple, appliquer les formules établies pour les fluctuations de l'énergie.

M. Lorentz insiste sur l'importance théorique de ces fluctuations. Comme l'expérience fait connaître l'énergie d'un corps en fonction de la température, on connaîtra aussi la grandeur des fluctuations dans le cas où ce corps se trouve en contact avec un autre système.

Lorsque ensuite on veut chercher un mécanisme qui puisse rendre compte de l'énergie observée, on peut tout aussi bien chercher d'abord à expliquer les fluctuations. Car toute hypothèse qui rendra compte de la grandeur de ces dernières devra conduire à la formule pour l'énergie à l'aide de laquelle on a calculé les fluctuations.

Cinquième et dernière Conférence. — M. Lorentz considère un

système constitué d'un corps pondérable et d'éther, le tout étant enfermé dans une enceinte parfaitement réfléchissante. On peut aussi, si l'on veut, distinguer dans les corps des vibrateurs électromagnétiques dont chacun a une fréquence déterminée et d'autres molécules ou atomes contenus dans la matière.

L'énergie de l'éther est donnée par la formule de Planck, qui peut être supposée fournie par l'expérience. De cette formule on peut déduire l'énergie des vibrateurs; on peut aussi étendre la théorie de Planck à des vibrateurs électromagnétiques d'une nature quelconque, et on arrive ainsi à la théorie des chaleurs spécifiques de Einstein.

L'énergie des différentes parties constituant le système étant ainsi connue, on peut calculer les fluctuations; c'est ce qu'a fait Einstein. On trouve qu'il y a deux espèces de fluctuations se superposant. Les unes proviennent de l'interférence des rayons et peuvent être expliquées par les lois de l'électrodynamique ordinaire. Les autres peuvent être supposées dues au transport de l'énergie par portions finies d'une grandeur déterminée. Ce sont les quanta d'énergie sur lesquelles M. Lorentz dit quelques mots.

Il termine sa conférence en discutant la question de savoir si les théories statistiques, qui, d'un côté, vont plus loin que la thermodynamique, peuvent être, d'un autre côté, considérées comme entièrement satisfaisantes et embrassant toutes les déductions de la théorie classique. Il arrive à la conclusion que, sans d'assez sérieuses modifications dans les hypothèses et une analyse plus parfaite, un tel résultat ne semble pas pouvoir être atteint.

H. VIGNERON.

COMPTES RENDUS DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES;

T. 155, n° 16, 17, 18 et 19; octobre-novembre 1912.

M. GOUY. — Sur la théorie cinétique des gaz ionisés et le principe de Carnot. — P. 683.

Abstraction faite des rencontres, la pesanteur combinée avec un champ magnétique uniforme imprime aux ions un mouvement perpendiculaire à ces deux vecteurs et dont le sens est opposé pour les ions des deux signes; d'où courant électrique. Si l'enveloppe isolante qui contient le gaz est garnie de deux plaques métal-

liques perpendiculaires à la direction du mouvement, et si on relie ces deux plaques par un fil métallique, il se produira un courant dans le fil, capable de produire indéfiniment du travail extérieur puisque, dans la théorie cinétique, les ions ne peuvent s'épuiser. Ceci est contraire au principe de Carnot. Il faut donc admettre que le champ magnétique sans fournir d'énergie, exerce sur les particules une action directrice et sélective, les faisant échapper à la loi statistique qui constitue le principe de Carnot.

ERNEST ESCLANGON. — Sur l'orientation des équatoriaux photographiques.
P. 693.

L'orientation est obtenue en s'assurant qu'au voisinage du méridien et de part et d'autre, une étoile de déclinaison moyenne parmi celles que l'on considère est suivie aussi exactement que possible par l'instrument. L'auteur montre théoriquement que cette orientation est défectueuse au point de vue photographique, et qu'il en existe une qui donne lieu à une déformation continue minima.

JULES ANDRADE. — Sur un point encore controversé dans l'étude des chronomètres marins.— P. 701.

Etude théorique de la divergence entre les calculs de M. Caspari et ceux de l'auteur relativement à l'évaluation des réactions exercées à l'encastrement du spiral. Ecart numérique qui s'y rattachent.

J. DE BOISSOUDY. — De l'association moléculaire dans les gaz. — P. 705.

Théorie admettant que, quelle que soit la loi d'attraction moléculaire, deux molécules qui se rencontrent resteront accolées lorsque la vitesse relative de leurs mouvements de translation est inférieure à une certaine vitesse qui ne dépend que de la nature des molécules. Cette théorie conduit, pour de faibles densités, à l'équation des gaz :

$$\left(p + \frac{ae^{\frac{h}{T}}}{v^2 T^2} \right) (v - b) = RT.$$

L.-G. DROIT. — Sur l'opacité aux rayons X de tissus convenablement chargés par une teinture aux sels de plomb. — P. 706.

Etude du tissu D de soie renfermant 68 0/0 de phosphostannate de plomb. Vérification de son efficacité protectrice aux rayons X.

A. GUILLET et M. AUBERT. — Attraction électrique de deux sphères conductrices : propriétés de familles de polynômes intervenant dans ce problème et leurs relations avec les fonctions sphériques d'ordre supérieur de Heine. — P. 708.

Théorie mathématique de l'action mutuelle de deux sphères de rayons a, b , dont les centres sont distants de plus de $(a + b)$; propriétés des familles de polynômes qui interviennent dans cette théorie.

BESSION. — Sur la dissymétrie des ions positifs et négatifs relativement à la condensation de la vapeur d'eau dans une atmosphère de CO_2 (1). — P. 711.

Le gaz est soumis à l'action d'un faisceau étroit de rayons Röntgen et à un champ électrique ; la dissymétrie est beaucoup plus nette que dans le cas de l'air et apparaît très bien par observation directe. Sans champ, la condensation se produit pour une détente de 1,33 ; les nuages croissent jusqu'à une détente de 1,52.

La dissymétrie se manifeste pour les degrés de détente inférieurs à 1,476, et les nuages sont les plus intenses quand les ions négatifs sont en excès ; ces nuages paraissent alors identiques à ceux obtenus sans champ. Si on opère avec le radium, la limite inférieure du degré de détente est la même, mais les nuages, avec ions négatifs en excès, ne sont pas identiques à ceux obtenus sans champ.

HANRIOT. — Sur la dureté. — P. 713.

L'épreuve de la bille de Brinell donne des résultats très différents suivant la pression et le diamètre de la bille ; elle donne des nombres trop forts pour les métaux recuits ; cela est dû en partie à l'écrouissage du métal par la bille, car le plomb, qui ne s'écrouit pas, donne toujours des résultats semblables.

Il y a en outre à tenir compte de l'élasticité du métal.

(1) Voir aussi C. R., t. CLIII, 24 juillet 1911.

Si l'on recuit le métal pour faire disparaître l'écroutissage produit par la bille, on arrive à des résultats dont le rapport est constant et ne dépend que du diamètre des billes.

FÉLIX ROBIN. — Génération de grains volumineux dans les métaux. — P. 716.

La cristallisation à grains très grossiers ne naît que nettement au delà du début des déformations permanentes. Dans les déformations locales, ces grains prennent au bord de la région écrouie un développement considérable en s'étendant dans les parties restées intactes. Le chauffage au delà de 900° pour le fer, l'addition d'éléments étrangers pour les autres métaux peuvent remédier à ces phénomènes.

ALBERT COLSON. — La loi des masses. Ses vérifications contradictoires et sa défense par M. Le Chatelier. — P. 719.

HENRY LE CHATELIER. — La loi d'action de masse. Dernière réponse à M. Colson. — P. 753.

H. DESLANDRE. — Remarques complémentaires sur les protubérances, alignements et filaments de l'atmosphère solaire supérieure. Influence du champ électrique solaire⁽¹⁾. — P. 743.

Rappel des notes antérieures. Etude plus complète du champ électrique, en admettant que l'ionisation de la couche supérieure diffère par le signe de celle des filaments et alignements et qu'elle a une intensité notablement moindre. Il doit y avoir en outre des variations générales de la densité électrique dans l'ensemble de la couche et de l'atmosphère entière; en particulier, il y a une électrisation positive plus forte aux pôles qu'à l'équateur, d'où un allongement de l'astre dans la direction des pôles. L'épaisseur de la chromosphère a été, en effet, trouvée plus grande aux pôles; la différence est variable, d'où la nécessité de l'étude de l'épaisseur de la chromosphère.

E. MÉRIGEULT. — Influence de la vitesse de combustion sur le rendement d'un moteur à gaz. — P. 773.

Pour les moteurs adiabatiques (sans pertes par les parois) :

1° Si aucune condition ne limite la compression avant allumage, il y a intérêt à pousser cette compression jusqu'à la pression maxima

(1) Voir C. R., t. CLV, p. 531.

que peut supporter le cylindre, puis à faire une combustion à pression constante. Telle est l'explication de l'avantage du moteur Diesel ;

2° Si la compression est limitée et si la pression que peut supporter le cylindre est pratiquement illimitée, il y a intérêt à faire une combustion instantanée ;

3° Si ces pressions sont limitées respectivement à p et P , on comprimera jusqu'à p , on fera une combustion partielle jusqu'à obtenir P et on terminera la combustion à pression constante.

PAUL JÉGOU. — Captation des ondes hertziennes par des antennes purement horizontales tendues au ras du sol et, par extension, utilisation des fils télégraphiques et téléphoniques d'abonnés. — P. 773.

Il faut au moins deux fils parallèles. Si l'appareil est branché sur une ligne téléphonique, en prenant contact sur une borne-ligne de l'appareil l'autre pôle de l'appareil récepteur étant au sol, on obtient de bons résultats, à la condition d'intercaler un petit condensateur entre la borne et le récepteur. Ce condensateur éliminera les courants parasites des postes d'abonnés.

P.-Th. MULLER et M^{lle} V. GUERDJIKOFF. — Sur la réfraction et la rotation magnétique des mélanges. — P. 774.

Suite des recherches des auteurs. Tableau des résultats pour une solution aqueuse de LiCl , de NO^3NH^4 , pour un mélange d'aniline et d'alcool absolu.

Pour LiCl et NO^3NH^4 , l'angle de rotation est pratiquement une fonction linéaire de l'indice.

A. GUILLET et M. AUBERT. — Eclateur électrométrique constitué par deux sphères conductrices. Calcul des charges, des potentiels, de l'action mutuelle de disruption. — P. 820.

La sphère S est fixe et peut être déplacée micrométriquement dans le sens ox , oy ou oz . La sphère mobile S' est creuse (en Al ou ballon de celluloid argenté) ; elle est suspendue à l'extrémité d'un fil fin ; l'autre extrémité est réunie à un cadre flotteur dans le type aéromètre,

à la gorge d'un disque très léger dans le type pèse-lettres, l'équilibre ayant lieu par contrepoids ou fil de torsion.

Théorie mathématique.

CH. FERY. — Principe d'une nouvelle méthode de mesure de la vitesse de la lumière. — P. 823.

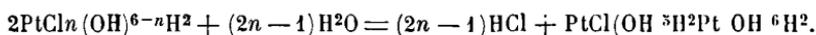
Schéma de l'appareil. Une source éclaire une fente F par l'intermédiaire d'une lentille et d'une lame transparente à 45° . Le faisceau tombe sur un miroir concave fixé sur l'une des branches d'un diapason, retourne à la fente (dans la position d'équilibre du miroir et est envoyé normalement sur un miroir plan qui le renvoie alors sur la fente et le miroir concave. Lorsque le diapason vibre, on voit une bande lumineuse AA' (image étalée de la fente) et deux lignes d'intensité plus faible, images a et a' de la fente produites par le rayon de retour. Du rapport $\frac{aa'}{AA}$, on déduit v .

A. BOUTARIC et CH. LEENHARDT. — Cryoscopie dans le sulfate de soude à $10\text{H}^2\text{O}$. — P. 825,

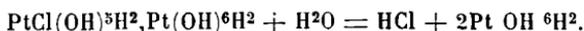
L , chaleur de transformation de 1 gramme du sel à $10\text{H}^2\text{O}$ en sel anhydre et solution de sel à $7\text{H}^2\text{O} = 57^{\circ},7$ à $31^{\circ},5$, d'où K_c calculé : 31,08 ; observé : 31,05.

PAUL JOB et MARCEL BOLL. — Hydrolyse photochimique des solutions très étendues d'acides chloroplatiniques. — P. 827.

L'étude des conductivités conduit à mettre l'hydrolyse sous la forme :



Les solutions finissent par abandonner un précipité floconneux rouge brun d'hydrate platinique, en subissant une augmentation due à la réaction.



HANRIOT. — Sur l'écrouissage. — P. 828.

On considère comme écroui tout métal qui, par un recuit suffisant, subit des variations dans ses propriétés physiques en dehors de toute modification chimique. La dureté accuse bien les écrouissages faibles. Résultats des expériences de dureté sur divers métaux, en particulier :

Dureté du bismuth.....	4,6 à 4,8
Dureté de l'antimoine.....	5,8 à 4,2

DANIEL BERTHELOT et HENRI GAUDECHON. — Sur les différents modes de décomposition photochimique du glucose et du galactose suivant la longueur d'onde des radiations. — P. 831.

Ultraviolet solaire : Dégagement, tant que l'ultraviolet s'étend jusqu'à 0,294, d'une petite bulle de gaz dans la solution de galactose. Rien avec le glucose. Ultra-violet moyen, (0^μ,3 à 0^μ,25) : Dégagement de CO et H². Les solutions restent limpides et ne réduisent à froid ni la liqueur de Fehling ni l'azotate d'argent ammoniacal.

Ultra-violet moyen et extrême : Dégagement de CO, H², CO², CH⁴. Les liqueurs deviennent acides et réduisent à froid les deux liqueurs précédentes.

VICTOR HENRI, ANDRÉ HELBRONNER et MAX DE RECKLINGHAUSEN. — Nouvelle lampe à rayonnement ultraviolet très puissant et son utilisation à la stérilisation de grandes quantités d'eau. — P. 852.

La lampe est en quartz et a la forme d'un tube en U, dont les branches se touchent presque. Les deux électrodes contenant du mercure sont accolées l'une à l'autre. La lampe consomme 1.150 watts (3 ampères sous 380 volts environ). L'intensité lumineuse, dans le plan perpendiculaire à l'axe de la lampe et passant par le milieu de l'arc, est supérieure à 8.000 bougies.

G. BIGOURDAN. — La conférence internationale de l'heure. — P. 859.

Composition des commissions, vœux ; stations qui, au 1^{er} juillet 1913, seront en état de jouer le rôle de centres d'émissions horaires. La

tour Eiffel est le poste central de signaux. L'heure universelle sera celle de Greenwich ; les signaux horaires seront produits de la façon suivante : « 57^m 0^s à 57^m 50^s, signaux d'avertissement : 57^m 55^s à 58^m, 58^m 8^s à 59^m, 59^m 6^s à 60^m, signaux horaires (traits de 1^s avec intervalles de 1/4 de seconde). » Diagrammes correspondants. Les centres d'émission utiliseront une longueur d'onde voisine de 2.500 mètres.

KR. BIRKELAND. — Sur l'origine des planètes et de leurs satellites. — P. 891.

Il doit exister, dans les systèmes solaires en évolution, des forces d'origine électromagnétique de même ordre de grandeur que celle de la gravitation, et toutes ces forces donnent naissance aux planètes, à leurs anneaux et à leurs satellites. Démonstration théorique partant de l'hypothèse que les soleils ont, par rapport à l'espace de l'univers, une énorme tension électrique négative de l'ordre de 600 millions de volts ; tout l'espace doit être par projection rempli de corpuscules électriques volants, atomes et molécules des différents éléments chimiques qui pourront donner les planètes et leurs satellites.

C. RIBAUD. — Sur le spectre de rotation magnétique de la vapeur de brome. — P. 900.

L'auteur a analysé au réseau la lumière rétablie par la vapeur de brome placée dans le champ magnétique entre deux nicols croisés.

Le spectre de cette lumière est formé de raies brillantes correspondant aux raies d'absorption de la vapeur. En réalité, à cause de l'absorption, l'aspect du spectre change complètement, si l'on fait varier la pression.

LÉON et EUGÈNE BLOCH. — Sur l'ionisation des gaz par les rayons de Schumann. — P. 903.

Les auteurs, après avoir confirmé par une méthode de courant gazeux l'existence et les propriétés des ions produit par les rayons de Schumann, ont, à cause de l'importance des impuretés, préféré l'emploi d'une méthode statique pour séparer l'effet Hertz des rayons ultra-violetes ordinaires des effets dus aux rayons de très petite lon-

gueur d'onde. Ils ont ainsi pu montrer que, à la pression atmosphérique, un tube à rayons Schumann produit des effets d'ionisation en volume bien supérieurs à l'effet Hertz ; et que, dans le vide, l'effet Hertz dû aux rayons Schumann est très supérieur à celui de l'ultra-violet ordinaire.

GEORGES MESLIN. — Sur les couples thermo-électriques. — P. 906.

Considérons les couples dont la f. é. m. est donnée par la formule d'Avenarius et Tait :

$$E = m(T_1 - T_2) \left(T_0 - \frac{T_1 + T_2}{2} \right).$$

Posons :

$$\theta = \frac{T}{T_0}, \quad \varepsilon = \frac{E}{m \frac{T_0^2}{2}}.$$

On a alors :

$$\varepsilon = 2(\theta_1 - \theta_2) \left(1 - \frac{\theta_1 + \theta_2}{2} \right).$$

D'où : à des températures correspondantes, les f. é. m. sont correspondantes, les pouvoirs thermo-électriques et les valeurs des effets Peltier et Thomson sont correspondants.

A. LEDUC. — Nouvelle méthode pour déterminer le rapport γ des chaleurs spécifiques des gaz. — P. 909.

Un ballon à large ouverture sera rempli de gaz à $(0^\circ, p_0)$. Soit μ sa masse. Portons-le à t° ; produisons la détente adiabatique en ouvrant le robinet pendant un temps très court. Soit μ' la masse de gaz restée dans le ballon (p' , nouvelle pression atmosphérique).

$$\gamma = \frac{\log p - \log p' + Nm(p - p_1)}{\log \mu - \log \mu'},$$

N désignant le module (0,4343), m le coefficient de la fonction φ ($\varphi = 1 - mp - np^2$) de la formule des gaz réels.

$$Mpv = RT\varphi.$$

HENRI STASSANO. — Des actions opposées du champ magnétique sur la conductibilité électrique des gaz raréfiés en fonction de la valeur du champ et du degré de vide. — P. 911.

Le champ magnétique facilite d'une façon indéniable la décharge électrique dans les gaz raréfiés, jusqu'à ce que sa valeur se maintienne dans une certaine limite d'autant plus grande que la raréfaction du gaz est plus grande, et il l'empêche, au contraire, dès que cette limite est dépassée. Expériences.

LELARGE. — Sur une cause d'explosion de tubes contenant un mélange comprimé d'air et d'hydrogène. — P. 914.

L'explosion de tubes à hydrogène, qui eut lieu à Chalais au mois d'août 1911, est due à la compression rapide (par le gaz comprimé) de l'air enfermé dans le tube du manomètre, compression qui a enflammé le mélange d'air et d'hydrogène.

Un dispositif de sûreté consistera à remplir avec des rondelles de toiles métalliques, qui ne s'échaufferont pas sensiblement, le tube interposé entre le manomètre et les tubes à gaz.

PHILOSOPHICAL MAGAZINE;

T. XXIV; août, septembre, octobre et novembre 1912.

BERKELEY. — Solubilité et sursaturation au point de vue osmotique.
P. 254-268.

A une température donnée T , on peut définir pour un mélange binaire deux pressions osmotiques P_1 et P_2 . L'une P_1 s'obtient en utilisant une membrane perméable au solvant, la seconde P_2 « pression osmotique conjuguée », se réalise par l'intermédiaire d'une paroi perméable au corps dissous.

Outre P_1 et P_2 , il existe une infinité de pressions osmotiques $p_1, p_2, \dots, p_n, p_1$ et p_2 par exemple correspondent respectivement aux cas où la pression sur le solvant ou sur la solution est constante.

Dans ce mémoire, la pression osmotique π est celle qui se rapporte

à la solution sous pression constante p . π est la différence algébrique entre p et la pression q (positive ou négative), qui doit être appliquée au solvant pour qu'il soit en équilibre avec la solution de concentration c .

L'auteur se propose de déterminer la forme des courbes qui représentent la pression osmotique en fonction de la concentration dans le cas de deux liquides miscibles partiellement.

Ces courbes partent de zéro, passent par un maximum, un minimum, puis croissent indéfiniment.

Pour établir ces résultats, l'auteur utilise les formules données par Burton⁽¹⁾ et se base sur les deux propositions suivantes :

1° Il est impossible que l'équilibre osmotique existe pour $\frac{d\pi}{dc} < 0$;

2° Deux solutions qui sont en équilibre avec une même troisième sont en équilibre l'une avec l'autre.

Dans la deuxième partie de ce travail, l'auteur étudie l'action d'un choc mécanique violent sur la cristallisation des solutions saturées.

Une petite enclume d'acier et une tige de même métal plongent dans une solution de sucre maintenue à température constante.

On peut, par chocs brusques de l'extrémité de la tige contre l'enclume, amener par un dispositif spécial la pression à atteindre, 20.000 kilogrammes au point d'impact.

Il est alors possible de faire cristalliser une solution de sucre à 71 0/0, à une température inférieure au maximum de 3° de la température de saturation.

Si la pression au point d'impact diminue, l'écart peut atteindre 6°,5.

BECKER. — Sur le complément guadermannien et la géométrie des imaginaires. — P. 600-608.

$gd(u)$ étant le guadermannien relatif à la variable u , le complément guadermannien $G(u)$ est défini par la relation :

$$G(u) = \frac{\pi}{2} - gd(u),$$

avec

$$\cotang G(u) = e^u.$$

(1) *Phil. Mag.*, série 6. 1909, p. 604.

L'auteur montre le rôle que joue $G(u)$ dans certains problèmes de physique, particulièrement en élasticité.

$G(u)$ coïncide avec la fonction $\pi(u)$ de Lobachevsky.

AUBERT.

R. D. KLEEMAN. — Propriétés fondamentales de l'équation d'état. — P. 391-401.

1. *Forme générale de l'équation d'état.* — L'équation d'état d'une substance doit satisfaire aux lois de la Thermodynamique. L'auteur montre qu'il est possible d'établir une forme de l'équation d'état qui tienne compte de ces lois. On sait que :

$$\left(\frac{dQ}{dv}\right)_\tau = T \left(\frac{dp}{dT}\right)_v,$$

dQ désignant la quantité de chaleur absorbée quand le volume de 1 gramme de la substance s'accroît de dv à la température constante T , et dp la variation de pression pour une variation de température dT , à volume constant.

Or, on peut écrire ⁽¹⁾

$$Q = \frac{1}{m_a}(U + u) + \int p dv,$$

U désignant le travail fait par une molécule contre l'attraction moléculaire quand on l'amène à une distance infinie des autres molécules, u l'énergie interne de la molécule, m_a sa masse absolue et $\int p dv$ le travail effectué contre les forces extérieures quand le volume augmente.

En portant cette expression de Q dans l'équation thermodynamique et intégrant, on obtient :

$$(1) \quad p = \frac{T}{m_a} \int \left(\frac{dU}{dv}\right)_\tau \frac{\delta T}{T^2} + \frac{T}{m_a} \int \left(\frac{du}{dv}\right)_\tau \frac{\delta T}{T^2} + \frac{T}{m_a} z,$$

z étant une fonction de v . Telle est la forme fondamentale de l'équation d'état dont l'auteur étudie quelques propriétés :

(1) *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XVI, p. VI.

1° Supposons que l'on ait $\left(\frac{dU}{dT}\right)_v = 0$ et $\left(\frac{du}{dT}\right)_v = 0$, c'est-à-dire que la force d'attraction et l'énergie interne de la molécule à volume constant soient indépendantes de la température. L'équation (1) se réduit à :

$$m_a p = - \left(\frac{dU_1}{dv}\right)_T - \left(\frac{du_1}{dv}\right)_T + zT.$$

D'après cette équation, la pression d'une substance à volume constant doit être une fonction linéaire de la température. Cette conclusion n'est pas vérifiée par l'expérience. L'une ou l'autre des hypothèses doit être inexacte.

2° Si l'on a $\left(\frac{dU}{dT}\right)_v = 0$ et $\left(\frac{du}{dv}\right)_T = 0$, l'équation (1) devient :

$$p + \frac{1}{m_a} \left(\frac{dU}{dv}\right)_T = \frac{zT}{m_a};$$

$\frac{1}{m_a} \left(\frac{dU}{dv}\right)_T = P_n$ est ce que l'auteur appelle pression intrinsèque de la substance.

3° Si l'on suppose $\left(\frac{dU}{dv}\right)_T = 0$ et $\left(\frac{du}{dv}\right)_T = 0$, c'est-à-dire si les molécules n'exercent aucune attraction l'une sur l'autre à la distance qui les sépare, et si l'énergie interne d'une molécule est indépendante des autres molécules, l'équation (1) devient :

$$p = zT.$$

Cette formule est celle des gaz, ce qui montre qu'à la distance où sont les molécules, les conditions précédentes sont approximativement vérifiées. Quand des écarts avec la formule se produisent, l'une ou l'autre des conditions n'est pas remplie.

2° *Conditions satisfaites par un liquide et sa vapeur saturée.* — Outre l'équation d'état, une autre relation doit être vérifiée. Si l'on désigne par v_1 et v_2 les volumes spécifiques du liquide et de la vapeur, on a :

$$(2) \quad \int_{v_1}^{v_2} p \delta v = p(v_2 - v_1).$$

Les relations qui permettent de déterminer trois de ces variables T,

p, v_1 et v_2 en fonction de l'une d'entre elles sont alors :

$$p = \frac{T}{m_a} \int \left(\frac{dU_1}{dv_1} \right)_T \frac{\delta T}{T^2} + \frac{T}{m_a} \int \left(\frac{du_1}{dv_1} \right)_T \frac{\delta T}{T^2} + \frac{T}{m_a} z_1,$$

$$p = \frac{T}{m_a} \int \left(\frac{dU_2}{dv_2} \right)_T \frac{\delta T}{T^2} + \frac{T}{m_a} \int \left(\frac{du_2}{dv_2} \right)_T \frac{\delta T}{T^2} + \frac{T}{m_a} z_2,$$

$$(v_2 - v_1) p = \frac{T}{m_a} \int \left(\frac{U_2 - U_1}{T^2} \right) \delta T + \frac{T}{m_a} \int \left(\frac{u_2 - u_1}{T^2} \right) \delta T + \int_{v_1}^{v_2} z dv.$$

Une autre relation est fournie par l'équation de Clapeyron.

$$U_1 - U_2 + u_1 - u_2 + p(v_2 - v_1) = m_a(v_2 - v_1) T \frac{dp}{dT}.$$

3° Conditions qui doivent être satisfaites au point critique.

4° Conditions qui doivent être satisfaites au 0° absolu.

5° La loi des états correspondants.

6° Formes générales de R, u et z .

7° Formes spéciales de l'équation d'état. — L'équation d'état est souvent écrite :

$$p + P_n = \Phi(T, v).$$

$\Phi(T, v)$ représente l'effet du mouvement de translation des molécules qui balance la pression interne et la pression externe.

Van der Vaals pose

$$\Phi(T, v) = \frac{RT}{m(v - b)}.$$

L'équation serait valable si la vitesse moyenne d'une molécule et ses chances de collision avec une autre molécule n'étaient pas influencées par l'attraction des molécules entre elles. Mais cela n'est pas le cas pour les gaz réels. Il est alors nécessaire de modifier l'expression de Van der Vaals de façon à tenir compte de ce fait. La pression exercée par les molécules est proportionnelle au nombre des molécules traversant 1 centimètre carré par seconde dans une direction déterminée ; ce nombre est lui-même proportionnel à la vitesse moyenne. Il faudra donc multiplier le second membre de l'expression par $\frac{V_a}{V}$, V_a désignant la vitesse moyenne d'une molécule et

V sa vitesse dans un gaz parfait à la même température. Mais même alors l'expression ne représentera qu'approximativement les faits. Si l'on désigne par σ_1 le rayon de la sphère d'action d'une molécule, par σ_2 le rayon de la molécule elle-même, l'auteur montre que le coefficient b doit être pris égal à $\frac{16}{3} \pi \sigma_1^2 \sigma_2$ (au lieu de $\frac{16}{3} \pi \sigma_2^3$). D'où

$$p + P_n = \frac{V_a}{V} \frac{RT}{m \left(v - \frac{16}{3} \pi \sigma_1^2 \sigma_2 \right)} = \sqrt{\frac{RT}{3m}} \frac{V_a}{v - \frac{16}{3} \pi \sigma_1^2 \sigma_2},$$

puisque $V = \sqrt{\frac{3RT}{m}}$ (théorie cinétique des gaz).

H. DAVIES. — Quelques applications de la loi du diamètre rectiligne.
P. 415-424.

La loi du diamètre rectiligne peut s'écrire :

$$D_l - D_v - 2\Delta = b(\theta - T),$$

D_l désignant la densité du liquide, D_v celle de la vapeur à T° ;

Δ la densité critique, θ la température critique ;

1° Suffisamment loin du point critique on a, approximativement :

$$(1) \quad D_l = 2\Delta \frac{2\theta - T}{\theta}.$$

Désignons par V le volume absolu des molécules, par V_0 le volume au zéro absolu, et par τ le volume critique. Posons :

$$V_0 = kV ;$$

Guldbert a montré que l'on a :

$$\varphi = 4V_0,$$

d'où :

$$\frac{D_l}{\Delta} = \frac{\varphi}{V_l} = \frac{4kV}{V_l} = 2 \frac{2\theta - T}{\theta},$$

et, par suite,

$$(2) \quad \frac{V}{V_l} = \frac{2\theta - T}{2k\theta}.$$

D'autre part, d'après Clausius, l'expression $\frac{K-1}{K+2}$ représente le rapport du volume réel des molécules d'une substance au volume actuellement occupé par la substance. On peut donc écrire :

$$\frac{K-1}{K+2} = \frac{2\theta - T}{2k\theta}.$$

Connaissant la valeur de K à la température T , on peut déduire k . L'auteur a effectué le calcul par une série de liquides (au nombre de neuf), il trouve $k = 2,5$.

2° Considérons l'expression $\frac{K-1}{K+2} \cdot \frac{1}{d}$. On a :

$$\frac{K-1}{K+2} \cdot \frac{1}{d} = \frac{2\theta - T}{2K\theta} \times \frac{\theta}{2\Delta(2\theta - T)} = \frac{1}{4k\Delta} = \frac{\varphi}{10}.$$

Si l'on prend le pouvoir inducteur moléculaire $\frac{K-1}{K+2} \cdot \frac{M}{d}$, il doit être égal au dixième du volume moléculaire critique. Vérification assez bonne pour quelques liquides (au nombre de six).

3° Young a montré que le volume critique était lié à la température critique θ et à la pression critique π par la relation :

$$\varphi = \frac{R}{3,7} \cdot \frac{\theta}{\pi}$$

et non $\varphi = \frac{3}{8} R \frac{\theta}{\pi}$, comme l'indiquerait la formule de Van der Waals.

On a donc :

$$\frac{K-1}{K+2} \cdot \frac{M}{d} = \frac{R}{37} \cdot \frac{\theta}{\pi} = 2,3 \frac{\theta}{\pi}.$$

La moyenne de huit déterminations conduit au coefficient 2,43 au lieu de 2,3. Faisons remarquer que Guye avait vérifié, pour un grand nombre de substances, la relation :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{M}{d} = 1,8 \frac{\theta}{\pi}.$$

4° Le covolume b de l'équation d'état est le volume au 0° absolu. D'après la relation de Guldberg déjà utilisée (1°), on a :

$$b = V_0 = \frac{\varphi}{4}.$$

Or on a (1°):

$$V_l = \varphi \frac{\theta}{2(2\theta - T)},$$

d'où:

$$V_l - b = \varphi \left[\frac{\theta}{2(2\theta - T)} - \frac{1}{4} \right] = \frac{\varphi}{4} \frac{T}{2\theta - T}.$$

L'équation d'état, pour un liquide, peut être écrite:

$$(p + \varpi)(v - b) = RT,$$

où p est la pression externe et ϖ la pression interne ou pression intrinsèque ; p peut être négligé vis-à-vis de ϖ , et l'on a :

$$\varpi = \frac{RT}{v - b} = \frac{4R}{\varphi} (2\theta - T),$$

formule qui permet de calculer la pression interne. L'auteur a effectué ce calcul pour un certain nombre de substances. Il trouve des nombres de l'ordre de 1.000 atmosphères, mais qui diffèrent nettement entre eux (ils vont de 649 à 1683), ce qui est en désaccord avec un résultat énoncé par Traube (1), que ω est constant et égal à 970 atmosphères.

A. BOUTARIC.

E. RUTHERFORD. — Origine des rayons β et γ des substances radioactives.
P. 453.

L'auteur rappelle d'abord la complexité de l'émission des rayons γ (V. Baeyer, Hahn et M^e Meitner ; Danysz) ; cependant Moseley (2) a montré que la désintégration d'un atome de radium B ou C produit en moyenne une particule β .

Chaque fois qu'il y a émission de rayons β , on observe aussi des rayons γ , mais il n'y a pas de relation simple entre l'intensité des deux espèces de rayonnements ; les rayons γ sont particulièrement pénétrants quand l'émission β est composée de groupes homogènes. D'autre part, les résultats de Barkla (3) et de Whiddington (4) in-

(1) *Zeit. für anorg. Chem.*, t. XXXIV, p. 416, 1903.

(2) MOSELEY, *le Nombre de particules émises dans la transformation du Radium* (*Read. Roy. Soc.*, June 13, 1912).

(3) BARKLA, *Phil. Mag.*, XXII, p. 396 1911 ; *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 842.

(4) WHIDDINGTON, *Proc. Roy. Soc.*, série, A, LXXXV, p. 323 (1911).

diquent que les radiations rayons γ pénétrants du radium C ne sont autres que la radiation caractéristique de cet élément émise au moment du départ des particules β .

M. Rutherford montre que l'énergie des particules β des différents groupes de Danysz peut se mettre sous la forme

$$pE_1 + qE_2,$$

où E_1 et E_2 sont des constantes, p et q des nombres entiers positifs ou nuls. Il discute ce résultat et insiste sur la difficulté provenant de l'hétérogénéité des rayons β du radium E, qui émet des rayons γ très mous.

Quand une particule β s'échappe d'un des anneaux électroniques de l'atome, il perdrait une partie de son énergie en donnant naissance à des rayons γ . Ceux-ci pourraient peut-être donner naissance à de nouveaux corpuscules β dans le système atomique lui-même ; les rayons α provenant du noyau serait capables d'exciter des rayons γ et β , généralement peu intenses.

E.-P. ADAMS et C.-W. HEAPS. — Variation de la constante diélectrique produite par tension. — P. 507.

Expériences entreprises pour vérifier la théorie de M. Adams ¹ ; les diélectriques employés sont l'ébonite et deux verres différents. On a soumis le condensateur cylindrique à des tractions et à des torsions ; on mesure sa capacité au moyen d'un pont à téléphone, la source employée étant un générateur sinusoïdal de Vreeland⁽²⁾.

Dans le verre à la soude soumis à une torsion, il semble bien, comme l'a pensé More, que l'effet est d'origine calorifique. Il se produit probablement, au contraire, une véritable électrostriction dans le verre d'Iéna.

Les variations par unité de tension de la constante diélectrique mesurée parallèlement ou perpendiculairement aux lignes de forces, sont peu différentes.

S. A. SHORTER. — Note sur l'élasticité des membranes liquides et la production de la mousse dans les solutions. — P. 629.

Essai de théorie pour donner une expression mesurant l'aptitude

(¹) *Phil. Mag.*, déc. 1911, et *J. de Phys.*, ce volume, p. 65.

(²) *Physical Review*, XXVII, p. 286 ; 1908.

des solutions à mousser. On considère une membrane qui adhère à un cadre rectangulaire dont les côtés horizontaux sont fixes et un des côtés horizontaux mobile. En s'arrêtant aux termes du premier ordre et en appliquant la formule de Gibbs-Thomson, on trouve que l'allongement Δh de la membrane de longueur h , de largeur t , est donné par

$$\Delta h = - \frac{\varepsilon g h^2 t^2}{8\Gamma \frac{\partial \tau}{\partial c}}$$

(Γ , quantité de corps dissous absorbée par unité de surface; c , concentration; τ , tension superficielle). Si $h = 1$ centimètre; $t = 10^{-4}$ centimètre, on trouve pour l'acide valérique

$$\Delta h = 1,3 \times 10^{-2} \text{ centimètres.}$$

L'auteur poursuit la vérification expérimentale de cette théorie qui n'est, par sa nature *statique* même, qu'une première approximation, d'après laquelle les solutions mousseraient d'autant plus que la quantité $\Gamma \frac{\partial \tau}{\partial c}$ serait plus grande.

LE COMTE DE BERKELEY. — Note sur une règle à dessiner les courbes. — P. 664.

En courbant une règle d'acier de manière à couvrir cinq points d'une courbe, on sait qu'on a une bonne approximation pour celle-ci; l'appareil décrit ici est constitué par deux T en métal munis chacun sur leur long bras d'un curseur réuni à l'autre par une corde de tension variable. Quatre autres curseurs, placés chacun sur une branche courte d'un des deux T, maintiennent une règlette d'acier qu'on fait passer par cinq points de la courbe. Des expériences faites sur des courbes d'équation connue montrent qu'on peut obtenir une grande précision dans les problèmes d'interpolation.

J.-J. THOMSON. — Atomes à charge multiple. — P. 668.

Quand le champ électrique atteint 5.000 à 10.000 volts par centimètre, on constate un déplacement du sommet de la parabole du mercure qui est $\frac{1}{8}$ de celui des paraboles des autres éléments⁽¹⁾. Une

¹⁾ V. *Phil. Mag.*, août 1912; et *J. de Phys.*, ce volume, p. 925.

étude approfondie des clichés obtenus montre qu'il existe non pas une, mais au moins sept paraboles, correspondant à des charges 1, 2, 3..., 7 (la huitième n'étant pas visible).

Le lieu des sommets est une ligne droite, ce qui indique que les vitesses des particules sont égales.

Les atomes de charge 1 seraient ceux qui auraient perdu 8, 7, 6 corpuscules et en auraient regagné 7, 6 ou 5. L'ionisation aurait son origine dans deux processus distincts. Il peut y avoir choc entre un atome et un corpuscule cathodique, d'où perte d'une charge; dans l'autre mode d'ionisation, il y aurait choc entre deux atomes, la vitesse relative de l'atome et des corpuscules intérieurs intervenant et tendant à produire un atome à charge multiple. La plupart des éléments n'ont pas plus de deux charges, sauf le mercure qui en a 8, comme on l'a vu plus haut, et l'argon qui peut en avoir 3.

J. JOLY. — Radioactivité des matériaux de la surface terrestre. — P. 694.

L'auteur emploie la méthode par voie sèche qu'il a décrite antérieurement ⁽¹⁾ et opère par échantillonnement fractionné en partant d'un mélange des diverses roches étudiées, ce qui abrège beaucoup la recherche. En caractérisant les roches ignées par des teneurs en silice de 74, 60 et 48 0/0, la quantité de radium sera 3,24 et 1,9. D'autre part, Fletcher ⁽²⁾ a trouvé, pour les roches secondaires, une moyenne de 1,5; cet écart a une importance évidente au point de vue géologique.

La mesure de la teneur en radium dans les dépôts océaniques, jointe à l'évaluation d'après la teneur de la mer en sel de sodium, de la quantité des roches primaires dénudées par les eaux ⁽³⁾, présente un accord satisfaisant avec les résultats précédents.

⁽¹⁾ *Phil. Mag.*, juillet 1911; *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 669.

⁽²⁾ *Phil. Mag.*, février 1912; *J. de Phys.*, ce volume, p. 231.

⁽³⁾ JOLY, *Trans. R. D. S.*, VII, 2^e série, 1899.

A. BECKER. — Note sur la diffusion des vapeurs de sels alcalins et sur la mesure de la mobilité dans les flammes. — P. 707.

A propos des expériences de M. Wilson ⁽¹⁾, l'auteur rappelle les recherches de Lenard et Jessel ainsi que les siennes exécutées en collaboration avec Laub ⁽²⁾; il fait des réserves sur la valeur élevée du coefficient de diffusion trouvée par Wilson, qui ne s'accorde avec aucun des nombres trouvés par Lenard dans ses recherches les plus récentes et par da Andrade ⁽³⁾.

E. Becker réclame la priorité au sujet de la méthode du diapason tout en la jugeant inférieure aux méthodes plus récentes (1907).

A. GRUMBACH.

O.-W. RICHARDSON. — La théorie de l'effet photoélectrique. — P. 570-574.

Dans un mémoire précédent, l'auteur a montré à partir des principes de la thermodynamique statistique que, si l'on désigne par $\varepsilon F(\nu, \theta)$ le nombre d'électrons émis en présence de l'unité d'énergie, dont la fréquence est comprise entre ν et $\nu + \delta\nu$, le problème de la détermination de $\varepsilon F(\nu, \theta)$ se ramène à la résolution de l'équation intégrale :

$$\frac{e}{4} \int_0^{\infty} \varepsilon F(\nu, \theta) E(\nu, \theta) d\nu = \alpha A \theta^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{w}{R\theta^2}},$$

dans laquelle c désigne la vitesse de la lumière, A une constante caractéristique de la substance et indépendante de la température, θ , α la proportion des électrons absorbés, w la chaleur latente d'évaporation d'un électron, R la constante des gaz pour une molécule et $E(\nu, \theta)$ la fonction qui exprime la distribution de l'énergie dans le spectre, et dans laquelle on suppose que α , w et $E(\nu, \theta)$ sont des fonctions connues de ν et de θ .

L'auteur indique une nouvelle solution particulière de cette équation

⁽¹⁾ *Phil. Mag.*, juillet 1912, et *J. de Phys.*, ce volume, p. 848.

⁽²⁾ LENARD, *Ann. d. Ph.*, XVII., p. 198; 1905; — B. BECKER, *Ann. d. Ph.*, XXIV, p. 823 (1907); Ac. des Sciences de Heidelberg, 1911.

⁽³⁾ LENARD, *Ann. d. Ph.*, XXXIX, p. 642, 1912; — DA ANDRADE, *Phil. Mag.*, XXIII, p. 865; XXIV, p. 15, 1912, et *J. de Phys.*, ce volume, p. 713.

tion, qui s'obtient en faisant les hypothèses suivantes, qui correspondent approximativement aux données des expériences.

La fonction $\varepsilon F(\nu, \theta)$ est pratiquement indépendante de θ , et on peut la considérer comme fonction de ν seulement ; d'autre part, on peut supposer $\alpha = 1$, et poser que

$$w = w_0 + \frac{3}{2} R\theta,$$

w_0 étant indépendant de θ . En admettant que l'on a :

$$E(\nu, \theta) = \frac{8\pi}{c^3} h\nu^3 e^{-\frac{h\nu}{R\theta}},$$

l'équation intégrale devient :

$$\int_0^\infty \varepsilon F(\nu) h\nu^3 e^{-\frac{h\nu}{R\theta}} d\nu = A_1 \theta^2 e^{-\frac{w_0}{R\theta}}, \quad A_1 = \frac{c^2}{2\pi} A.$$

Elle est satisfaite par :

$$\varepsilon F(\nu) = 0 \quad \text{pour} \quad 0 < h\nu < w_0,$$

et

$$\varepsilon F(\nu) = \frac{A_1 h}{R^2 D^2} \left(1 - \frac{w_0}{h\nu}\right) \quad \text{pour} \quad w_0 < h\nu < \infty.$$

L'auteur indiquera dans un autre mémoire la signification et la justification physiques de cette solution.

R.-W. WOOD. — Spectres de résonance de l'iode sous l'influence d'une excitation multiple. — P. 673-693.

L'auteur a repris l'étude des spectres de résonance de la vapeur d'iode avec des appareils d'une très haute dispersion, et dont le plus puissant est constitué par un réseau plan de 6 pouces de 5000 traits au pouce, utilisé dans le 4^e ordre et associé à un objectif de 12^m,30 de distance focale.

Il a pu constater ainsi que le spectre d'absorption de la vapeur d'iode est beaucoup plus complexe qu'on ne le croyait, qu'il contient au moins 30000 raies. Il a pu en particulier en séparer 7 dans l'intervalle de 0,4 Å. U. couvert par la raie verte de l'arc à haute tem-

pérature du mercure. Le spectre d'absorption de l'iode présente de nombreuses raies qui coïncident avec celles du spectre d'absorption du brome.

Le spectre de résonance de la vapeur d'iode correspondant à la raie verte du mercure est composé d'une série de raies à peu près équidistantes. Ces raies, examinées avec une dispersion plus grande, se résolvent en doublets intenses accompagnés de raies plus faibles. La distance des composantes de ces doublets est à peu près constante et égale à 2 A. U. environ, et la distance des doublets eux-mêmes, exprimée à l'échelle des fréquences, est à peu près constante ; elle croît cependant légèrement quand on avance vers les petites longueurs d'onde.

Les deux raies jaunes du mercure donnent aussi lieu à deux séries de raies dans le spectre de résonance de la vapeur d'iode. Mais leur régularité est beaucoup moins apparente.

La structure des groupes de raies qui forment la série des raies de résonance de la vapeur d'iode sous l'influence de la raie verte du mercure, n'est pas la même suivant que cette raie est donnée par l'arc à haute température ou par l'arc ordinaire. Quelques raies faibles obtenues dans le premier cas sont absentes dans le second. Les longueurs d'onde des raies communes sont les mêmes dans les deux cas ; mais, dans chacun de ces groupes, la composante la plus réfrangible du doublet intense correspondant au second cas (arc à basse température), devient la composante la moins réfrangible du doublet correspondant au premier cas.

La structure de ces groupes présente d'ailleurs une grande analogie avec celle du groupe de raies du spectre d'absorption de l'iode compris dans le même intervalle que la raie du mercure. Il importe donc de voir ce qui arrive si l'on supprime quelques-unes de ces raies d'absorption au moyen d'un filtre approprié.

HUBERT E. YVES. — Études sur la photométrie des lumières de différents couleurs : III. Distorsions dans les courbes de luminosité spectrale produites par des variations dans le caractère de l'étalon de comparaison et des bords du champ photométrique. — P. 744-751.

Avec la méthode photométrique d'égal éclat, le fait de changer la couleur du champ de comparaison et de substituer un fond clair au fond obscur du champ photométrique introduit des déplacements

irréguliers et non systématiques et des distorsions dans les courbes de luminosité spectrale. Avec le photomètre à éclipses, les mêmes modifications n'ont pas d'influence sur les courbes de luminosité, la dernière méthode donne donc la vraie intensité lumineuse.

LORD RAYLEIGH. — Sur quelques films donnant des irisations — P. 751-755

L'auteur décrit quelques observations sur de vieux films de gélatine qui, placés dans de l'acide azotique étendu, donnent de brillantes irisations, il a pu les reproduire en étendant sur du verre une solution de 1 partie d'albumine dans 20 parties d'eau, avec 1 partie de silicate de soude en solution de consistance sirupeuse.

NORMAN CAMPBELL. — Rayons δ produits par les rayons β . — P. 783-788.

L'auteur, continuant ses recherches sur les rayons δ , montre que les rayons δ excités par des rayons β sont exactement semblables à ceux qui sont excités par les rayons α . Les propriétés des rayons δ ne sont fonctions ni des propriétés des rayons ionisants ni de la matière ionisée, mais seulement des propriétés d'un mécanisme impliqué dans tout phénomène d'ionisation.

F. CROZE.

S.-R. MILNER. — Les courbes de courant et de potentiel dans l'étincelle oscillante et le mécanisme de la conduction de l'étincelle. — P. 709-721.

La méthode employée pour obtenir ces courbes consiste à utiliser les déviations à angles droits d'un faisceau de rayons cathodiques déviations produites par un champ électrique dû à la différence de potentiel de l'étincelle et par un champ magnétique dû au courant de l'étincelle. Le dispositif expérimental est celui de la *fig. 1*.

Les primaires de deux bobines d'induction A et B et un interrupteur à mercure C sont placés en série. A chaque interruption du courant, la bobine A produit un faisceau de rayons cathodiques issus de la cathode D du tube à vide V. Un petit pinceau de ces rayons est isolé par deux écrans métalliques E, formant l'anode, et percés de trous de 1 millimètre de diamètre environ. Ces faisceaux tombent sur l'écran phosphorescent F. La bobine B charge simultanément une

batterie de bouteilles de Leyde qui se déchargent à travers la coupure GH dans les deux bobines L_1 , L_2 ; L_1 est disposée de façon à produire un champ magnétique déviant les rayons cathodiques dans un plan vertical, et les deux lames métalliques X et Y produisent un champ électrique déviant horizontalement les rayons cathodiques.

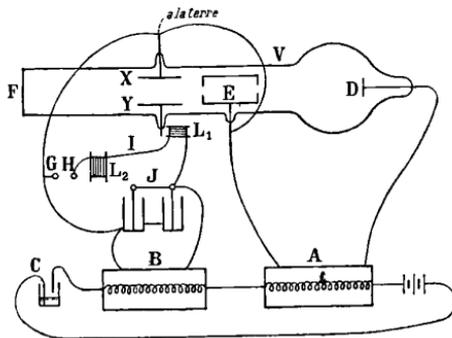


FIG. 1.

X, G et E sont reliés à la terre ; X peut être mis en communication avec H, I ou J.

Les courbes obtenues, lorsque Y est relié à l'armature interne J de la batterie, sont des spirales que l'on peut photographier en plaçant directement la plaque sensible en contact avec l'écran phosphorescent F.

Quand Y est relié à H, on obtient la courbe de la différence du potentiel et de l'intensité. La figure obtenue sur l'écran a la forme schématique de la *fig. 2* rappelant une croix.

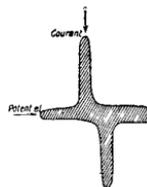


FIG. 2.

On peut obtenir des figures intermédiaires entre les spirales et la croix en reliant Y à I, par exemple, entre les deux bobines L_1 et L_2 . En diminuant L_2 , la courbe se transforme en une croix.

L'auteur en conclut que l'effet observé est dû au champ magnétique des autres parties du circuit de l'étincelle qui devient comparable à

celui dû à la bobine L_1 . Quand cette influence est éliminée, aucune différence dans le caractère des courbes n'est constatée jusqu'à des périodes de $5 \cdot 10^{-7}$ seconde.

Une transformation remarquable a lieu lorsque les étincelles, au lieu d'éclater dans l'air libre, se produisent dans un tube capillaire. Elle tient sans doute à la diminution du nombre des ions transportant l'électricité.

L'auteur expose ensuite la théorie du mécanisme de l'étincelle de conduction à laquelle conduisent ses expériences. Il y a trois différences de potentiel caractéristiques dans l'étincelle : la différence initiale de plusieurs milliers de volts, celle existant entre les oscillations (500 volts environ) et la différence de potentiel de l'arc (35 volts), qui existe pendant la plus grande partie de chaque décharge oscillante.

Chacune de ces différences de potentiel correspond à des apparences observées.

Avant que l'étincelle n'éclate, un courant ne peut s'établir entre les électrodes que lorsque le champ a atteint une valeur suffisante pour que les ions ionisent par collision les molécules d'air. Ce champ détermine la différence de potentiel explosive ; elle diminue sitôt que l'ionisation atteint une valeur notable.

L'auteur explique alors un certain nombre de phénomènes que l'on observe dans l'étincelle, la nature des spectres, les apparences de la cathode et de l'anode, etc., grâce à sa théorie dans laquelle il fait jouer un rôle important à la température des électrodes.

F. KOVARIK. — La captation des atomes dans l'air ionisé. — P. 722-727.

Le mémoire a pour but de vérifier si les atomes peuvent être recueillis sur une électrode chargée négativement lorsque l'air compris entre les plateaux est fortement ionisé. D'après un certain nombre d'expériences, le nombre d'atomes diminue par suite de la neutralisation de la charge des atomes par les ions négatifs de l'air. Cependant Willisch et Browson, dans un travail récent, ont conclu que l'effet des rayons Röntgen passant à travers un gaz où l'on recueille des atomes de radium A n'était appréciable que quand l'activité et l'ionisation étaient loin de la saturation.

Kovarik a aussi montré que le nombre d'atomes recueillis aug-

mente avec la différence de potentiel entre les lames, la distance restant constante, et que le nombre augmente aussi; la différence du potentiel restant constante, lorsque les lames sont rapprochées l'une de l'autre.

BARTON et KILBY. — Les figures de poussières produites par les étincelles électriques. — P. 728-736.

Les auteurs ont cherché à réaliser les figures de poussières dues à des ondes ayant subi la réflexion, la réfraction, l'interférence ou la diffraction.

Les figures étaient produites sur une lame de verre placée horizontalement et saupoudrée de poudre de lycopode; les étincelles produisant les figures éclataient entre deux boules, ou une boule et une pointe; leur longueur était de 2 centimètres environ. Le nombre d'étincelles nécessaires pour produire les figures variait suivant les circonstances. Les reproductions étaient préparées en plaçant sur la lame de verre, la gélatine au-dessus, une plaque photographique séparée des poussières par quelques lamelles de préparations microscopiques et en éclairant l'ensemble pendant quelques secondes par une lampe électrique placée à 2 mètres.

Les résultats obtenus donnent bien des apparences auxquelles on pouvait s'attendre. Ils mettent particulièrement bien en évidence la propagation des ondes sans réflexion entre deux murs parallèles.

RICHARDSON. — La théorie électronique de l'effet thermoélectrique et de l'effet thermoionique. — P. 737-744.

Discussion des critiques de Bohr et Wilson faites aux récentes communications de Richardson.

NICHOLSON. — Sur l'incurvation des ondes électriques autour d'une grande sphère. — P. 755-765.

Mémoire mathématique constituant une approximation plus serrée des résultats précédemment obtenus par l'auteur.

H. VIGNERON.

ALLAN FERGUSSON. — La construction et les constantes d'un galvanomètre rectangulaire. — P. 788-804.

Le champ magnétique à l'intérieur d'un circuit rectangulaire parcouru par un courant d'intensité i a pour valeur :

$$F = i \left(\frac{1}{p_1} + \frac{1}{p_2} + \frac{1}{p_3} + \frac{1}{p_4} \right),$$

si l'on désigne par p_1, p_2, p_3, p_4 , les longueurs des perpendiculaires abaissées de P sur les côtés du quadrilatère que l'on obtient en joignant les points où des parallèles aux côtés du circuit rectangulaire menées par le point P rencontrent les côtés du rectangle.

L'auteur décrit un dispositif expérimental qu'il a construit pour permettre de vérifier cette formule.

L'étude de ce dispositif conduit à des relations intéressantes et d'une grande simplicité en ce qui concerne l'action des bobines rectangulaires (principalement des bobines à section carrée sur un point intérieur.

L'auteur montre que l'on peut avantageusement se servir de pareilles bobines pour réaliser un instrument absolu en plaçant l'aiguille au centre de symétrie. En faisant le calcul des corrections qui peuvent résulter soit, d'une inégalité de longueur des côtés du carré, soit de la courbure aux angles, on voit en effet qu'elles sont en général négligeables.

C. TISSOT.

ANNALEN DER PHYSIK ;

T. XXXVIII, n° 10, et t. XXXIX, n° 11, 12, 13 et 14.

J. STARK et G. WENDT. — I. Sur la pénétration des rayons-canaux α dans les corps solides. — P. 921-940.

II. Le choc des rayons-canaux se propage-t-il dans un corps solide ?
P. 941-957.

I. On admet généralement aujourd'hui que les rayons α peuvent pénétrer à l'intérieur d'un atome et le traverser, ce qui entraîne une diminution de leur vitesse. Si leur énergie cinétique est inférieure à

une certaine limite, ils ne pénètrent que peu dans l'atome et sont rejetés après avoir pris une vitesse nulle.

L'énergie cinétique des rayons-canaux étant beaucoup plus petite que celle des rayons α , il est à prévoir que les rayons-canaux ne pénétreront qu'à une petite profondeur. Les travaux antérieurs de Stark et Steubing rendent probable cette pénétration.

Stark et Wendt examinent alors quels effets des rayons-canaux à la surface des corps solides peuvent être prévus en adoptant les idées de Stark sur la valence (Cf. *Die elementare Strahlung*). Ils admettent, en particulier, que les rayons-canaux peuvent former sous la couche superficielle, de place en place, des sortes d'ampoules dont la rupture rendrait la surface rugueuse.

Quelques constatations, dans le sens prévu, ont été faites.

1. Les rayons-canaux de l'hydrogène, lents, pulvérisent simplement le spath d'Islande, le spath fluor, le verre, le quartz sans les dépolir; mais ils rendent rugueuses des plaques de sel gemme, de sylvine, de mica et les métaux; les rayons rapides rendent rugueux tous les corps précédents à l'exception du quartz.

2. Les rayons-canaux du mercure ne produisent qu'une pulvérisation, sans dépolir la surface.

3. L'action sur un cristal de Bi varie avec la face considérée.

II. Les mêmes auteurs, guidés par les idées de Stark sur le choc « dissociant » des rayons-canaux, ont recherché si une petite éminence ne se forme pas, dans les expériences précédentes, sur la face opposée des lames minces utilisées. Ils ont obtenu des résultats positifs pour des lames (de 1 millimètre d'épaisseur) de sel gemme, de sylvine, de spath fluor ou de spath d'Islande frappées par les rayons-canaux de H; les résultats ont été négatifs pour les autres corps. Des résultats positifs ont été obtenus dans quelques cas avec les rayons-canaux du mercure. La pression provoquant la rupture des ampoules (I ne peut donc être invoquée pour l'explication du phénomène; Stark et Wendt signalent encore quelques autres hypothèses qui doivent être rejetées; mais il ne leur paraît guère possible d'admettre que le choc dissociant se propage jusqu'à une profondeur de 1 millimètre dans un cristal.

L. VEGARD. — Sur l'émission lumineuse dans la luminescence et pour les rayons-canaux. — P. 144-169.

Nouveau travail du laboratoire de Wien qui semble apporter quelque clarté au problème fondamental de l'émission lumineuse ; on n'avait jusqu'à présent sur cette question que des résultats contradictoires [Stark et Steubing, Paschen et Lunkenheimer (¹)].

Vegard a étudié les questions suivantes :

1. Comparaison de la distribution de l'intensité dans les raies de l'hydrogène, pour la luminescence cathodique et pour les rayons-canaux, dans les mêmes conditions de décharge ;

2° Influence des variations de la tension et de la pression sur la distribution de l'intensité dans les rayons ;

3° Explication des effets de pression et de tension dans l'observation transversale ;

4° Comparaison de l'intensité lumineuse à l'énergie des rayons-canaux.

I. La comparaison a été faite par la méthode connue : photographie des spectres et mesure du noircissement. Les conditions constantes de décharge, pendant une expérience, ont été réalisées par la méthode d'écoulement de Wien ; les rayons cathodiques et les rayons-canaux étaient en outre produits simultanément dans le même tube, donc dans les mêmes conditions.

La distribution de l'intensité est différente pour le rayonnement cathodique et pour les rayons-canaux. La raie H_{α} , comparée aux raies H_{β} et H_{γ} , est beaucoup plus faible dans le premier cas que dans le second ; la variation relative de H_{β} et H_{γ} est au contraire très petite.

II. En faisant varier les conditions de décharge, Vegard a constaté que l'intensité totale de H_{α} comparée à celles de H_{β} et H_{γ} est considérablement affaiblie par une tension élevée, alors que la variation relative de H_{β} et H_{γ} est très petite. Ce résultat est conforme aux observations de Stark et Steubing.

Toutefois, dans les expériences précédentes, la tension et la pres-

(¹) Voir *J. de Phys.*, 1911 et 1912.

J. de Phys., 5^e série, t. II. (Décembre 1912.)

sion varient en même temps. Par un dispositif convenable, Vegard a pu isoler l'effet propre à chacun de ces deux facteurs.

A pression constante, une élévation de tension produit une diminution relative de l'intensité de la raie H_{α} .

A tension constante, une diminution de pression provoque une diminution de H_{α} .

III. Les résultats précédents correspondent à l'observation transversale (dans une direction perpendiculaire à l'axe du tube). Afin d'atteindre les causes des effets de pression et de tension, Vegard a fait une série de recherches sur l'observation longitudinale, pour étudier les intensités fixe et mobile. Un calcul simple, mais assez long, montre en effet que si l'on a déterminé la distribution pour ces deux intensités, la distribution correspondant à l'observation transversale est connue.

Les expériences ont été faites d'abord à l'aide d'un spectrographe à prisme, puis avec un réseau de Rowland (une grande dispersion est nécessaire).

Les spectrogrammes ont montré en particulier que :

a) La distribution de l'intensité fixe est indépendante de la tension et de la pression ;

b) La distribution de l'intensité mobile est différente de celle de l'intensité fixe ; elle est indépendante de la tension, ce qui concorde avec les résultats de Paschen et de Lunkenheimer ; mais l'effet de la pression est très important.

Ces résultats expérimentaux contredisent l'idée de Stark, que la distribution de l'intensité mobile se modifie avec la vitesse comme la distribution de l'intensité des spectres ordinaires avec la température.

c) Le rapport de l'intensité fixe à l'intensité mobile se modifie considérablement avec la tension et la pression.

L'application de la formule signalée plus haut permet de passer à la distribution pour l'observation transversale : l'accord est très satisfaisant entre le calcul et l'expérience.

L'auteur a constaté, d'autre part, que la distribution est la même pour l'intensité fixe et pour la luminescence.

IV. L'intensité fixe et l'intensité mobile se comportent de façon différente, ce qui ressort encore clairement de la comparaison entre l'intensité lumineuse et l'énergie des rayons-canaux.

1° *Effet de tension.* — L'intensité fixe est proportionnelle à l'énergie de translation des rayons-canaux ; l'intensité mobile, au contraire, diminue, à pression constante, quand la vitesse croît.

2° *Effet de pression.* — L'intensité fixe est proportionnelle à la pression, ce qui revient à dire que l'énergie correspondant à chaque choc est indépendante de la densité du gaz. L'influence de la pression est beaucoup plus faible sur l'émission des porteurs de rayons canaux, l'intensité lumineuse varie en sens inverse de la densité.

D'après 1°, la vitesse ne joue donc pas, pour l'intensité mobile, le rôle de la température pour l'émission normale, ce qui contredit les idées de Stark. La diminution rapide de l'intensité mobile quand la vitesse croît explique le désaccord entre les vitesses maxima calculées à partir de l'effet Doppler ou des déviations électriques ou magnétiques.

APPENDICE. — Vegard rend compte des expériences qu'il a faites pour voir si l'état de la charge ne modifie pas les propriétés de la lumière émise — ce qui pourrait peut-être expliquer les différences précédentes. Il a étudié, en particulier, l'action d'un champ magnétique sur l'émission, et il n'a observé aucune variation. Les petites différences signalées par Baerwald (1) sont dues vraisemblablement à de légères erreurs de réglage ou de photométrie.

L'auteur arrive encore à ce résultat intéressant, que la température et la pression ne suffisent pas pour caractériser la distribution de l'intensité dans un spectre de raies. Cette distribution dépend surtout des conditions de l'excitation.

M. BARRÉE.

(1) BAERWALD, *J. de Phys.*, 8^e série, t. I, p. 506 ; 1911.

CH. WALI-MOHAMMAD. — Recherches sur les décompositions magnétiques des raies spectrales étroites produites dans l'arc dans le vide. — P. 225-251. (Extrait d'une dissertation ; Gottingue.)

L'auteur a étudié les raies suivantes :

- Zinc*. $\lambda = 4680$; cette raie a servi à mesurer le champ.
 $\lambda = 6364$.
- Cadmium*. $\lambda = 6437$ (raie rouge) ; elle donne un triplet normal. Elle ne comprend pas de raies satellites.
 $\lambda = 5086$; la raie principale donne 6 composantes ; l'un des satellites en donne 6.
 $\lambda = 4800$; la raie principale donne 6 composantes ; un des satellites donne un triplet, un autre un *pseudo-triplet* (composante médiane non polarisée). Les composantes du troisième satellite subissent un déplacement sensiblement proportionnel au carré du champ pour les champs très faibles et proportionnel au champ pour les champs plus intenses.
 $\lambda = 4678$; la raie principale donne un triplet normal ; un satellite donne 4 composantes, un autre 5.
 En résumé, toutes les composantes des raies satellites du cadmium présentent, à une exception près, des déplacements proportionnels au champ. La loi de Runge est observée.
- Thallium*. $\lambda = 5351$.
- Bismuth*. $\lambda = 4722$; cette raie offre une grande complexité ; 2 satellites présentent des déplacements proportionnels au carré du champ.

P. MARTIN. — Le phénomène magnéto-optique de Kerr dans les combinaisons ferro-magnétiques. — P. 625-637.

L'auteur étudie la dispersion de la rotation pour divers composés du manganèse et du fer.

Les premiers comprennent les alliages Mn^4Sn , $MnSb$ et $MnBi$.

Mn⁴Sn. — La rotation a des valeurs négatives dans le spectre visible et présente un minimum en valeur absolue dans le bleu.

MnSb. — La rotation a des valeurs élevées négatives ; la courbe de dispersion présente un maximum et un minimum.

MnBi. — La rotation est négative pour les deux extrémités du spectre visible ; la courbe présente un maximum positif pour

$\lambda = 530 \mu\mu$ et deux points d'inversion pour $\lambda = 468 \mu$ et $\lambda = 647 \mu\mu$.

Les composés du fer étudiés sont la cémentite, la pyrrhotine et le ferro-cérium.

Cémentite. — Ce carbure de fer présente des rotations négatives élevées, avec un maximum et un minimum.

Pyrrhotine. — On n'observe aucune rotation dans le cas d'un miroir parallèle au plan d'aimantation, comme on devait s'y attendre. Dans un plan perpendiculaire, la rotation est positive et sensiblement constante dans tout le spectre.

Ferro-cérium. — La rotation croît du violet au rouge, comme pour le fer, mais possède une valeur trois fois moindre. H. LABROUSTE.

E. GRUNEISEN. — Théorie de l'état solide des éléments monoatomiques.
P. 257-306.

L'hypothèse fondamentale de l'auteur consiste à admettre qu'au zéro absolu et sous une pression infiniment petite, les atomes d'un corps solide possèdent des positions d'équilibre bien déterminées, en rapport avec la structure de la substance et pouvant être modifiées soit par élévation de température (dilatation), soit par accroissement de pression (compressibilité). Il admet en outre, qu'aux températures élevées, chaque atome exécute autour de sa position d'équilibre des oscillations sinusoidales non amorties dont l'énergie totale est de la forme :

$$E = \int_0^T C_v dT,$$

C_v , désignant la chaleur spécifique à volume constant et T la température absolue. Cette énergie d'oscillation se subdivise, comme on le sait, en deux parties égales, l'une potentielle, l'autre cinétique.

Si l'on met l'énergie potentielle de deux atomes séparés par une distance r sous la forme :

$$-\frac{a}{rx} + \frac{b}{ry},$$

dont le premier terme correspond aux attractions et le second aux répulsions mutuelles des atomes et si l'on suppose, avec Einstein, que la structure du solide soit celle d'un réseau cubique, on trouve, pour l'énergie potentielle interne totale, une expression de la forme :

$$-\frac{A}{v^n} + \frac{B}{v^m} + \frac{1}{2} E.$$

S'appuyant ensuite sur la loi du viriel de Clausius et, calculant la fréquence ν des oscillations atomiques (qu'il trouve décroissante lorsque la température s'élève ou lorsque la pression diminue) il arrive, pour l'équation d'état, à la relation :

$$[p + F'(\nu)] \nu = - \frac{d \cdot \log \nu}{d \cdot \log v}$$

La discussion de cette équation conduit l'auteur à un grand nombre de résultats dont quelques-uns peuvent se rattacher à ceux de Ratnowsky (expression de l'entropie) ou d'Einstein (expression de la fréquence). Bornons-nous à citer le suivant :

La variation relative de volume $\left(\frac{v_f - v_0}{v_0}\right)$ entre le zéro absolu et le point de fusion est sensiblement la même pour tous les éléments monoatomiques (les métaux).

R. LAEMMEL. — Remarques sur le système naturel des éléments.
P. 485-488.

Diverses considérations fondées sur la notion d'états comparables conduisent l'auteur à énoncer la loi suivante :

Des quantités comparables de substances différentes possèdent, dans des états comparables, des propriétés identiques (ou du moins comparables).

A. KLEINER. — A propos des « Remarques sur le système naturel des éléments », de M. R. Laemmel. — P. 4070.

Rectification de priorité au sujet de l'expression *allure typique* de la courbe des chaleurs spécifiques) déjà employé dans leurs dissertations par Boutschew (1900), Adler (1902) et Brünner (1906).

L. DÉCOMBE.

LEO ARONS. — Sur l'emploi du chromoscope. — P. 545-568.

L'auteur décrit un nouveau modèle de chromoscope qui permet de comparer immédiatement avec les couleurs obtenues à l'aide des lames de quartz les couleurs des verres et des solutions colorées.

MIERZYSLAW WOLFKE. — Théorie générale de la formation des images des objets lumineux ou non lumineux par eux-mêmes. — P. 569-610.

L'auteur développe une théorie de la formation des images pour les objets lumineux ou non lumineux par eux-mêmes en suivant la même voie dans les deux cas. Il part du principe de Fresnel-Huyghens et applique la loi du cosinus de Lambert à l'angle sous lequel sont émis les rayons élémentaires et à l'angle d'incidence de ces rayons. Comme surface intermédiaire, il prend toujours le premier plan focal conjugué de l'objet considéré, et il désigne par le vocable image intermédiaire la distribution de lumière obtenue dans ce plan. Cette image intermédiaire est formée par la composition des images intermédiaires des différents points de l'objet. Dans le cas des objets lumineux par eux-mêmes, on ajoute les intensités des différentes images intermédiaires ; dans le cas des objets non lumineux par eux-mêmes, on ajoute les amplitudes. L'amplitude dans le plan conjugué au plan de mise au point de l'objet est désignée par l'auteur sous le nom d'image de l'objet, quelle que soit la position réelle de l'objet. Cette distribution de lumière est à proprement parler l'image d'interférences produite par les faisceaux élémentaires de l'image intermédiaire. La différence entre l'image des objets qui sont et de ceux qui ne sont pas lumineux par eux-mêmes provient seulement de ce fait que, dans le premier cas, les seuls rayons élémentaires de l'ensemble de l'image intermédiaire qui soient cohérents entre eux sont ceux qui proviennent de l'image intermédiaire d'un seul objet. Dans le second cas, au contraire, tous les rayons élémentaires provenant de l'image intermédiaire totale sont cohérents entre eux.

Pour exprimer par rapport aux coordonnées de l'espace objet les formules qui déterminent la forme de l'image, il suffit d'introduire dans le calcul la loi des sinus et les relations classiques de l'optique géométrique. Les équations ainsi obtenues sont tout à fait générales et s'appliquent à tous les systèmes optiques, et en particulier aux microscopes, qu'ils soient du type à immersion ou à sec ; elles valent aussi pour une position quelconque de l'objet. Comme dans le calcul on a introduit la distance du plan de l'objet au plan de mise au point, elles permettent de suivre numériquement l'influence sur la formation de l'image de l'éloignement de l'objet par rapport au plan de mise au point.

Dans le cas des objets non lumineux par eux-mêmes, la comparaison des équations obtenues par l'auteur avec celles de Abbe montre que, pour les objets placés dans le plan de mise au point et pourvu que l'on n'emploie pas des ouvertures tout à fait trop grandes, l'équation d'intensité qui représente l'image est identique à celle de Abbe.

Quand l'objet est en dehors du plan de mise au point, la théorie de Abbe conduit à des résultats contraires aux faits observés. D'après Abbe en effet, l'image primaire obtenue au moyen d'un faisceau éclairant de lumière parallèle est indépendante de la position de l'objet. Il en résulte que dans ce cas l'image proprement dite n'est pas influencée par le déplacement de l'objet le long de l'axe optique. Ce n'est cependant pas ce qui a lieu, comme on peut le voir facilement quand l'objet est un réseau. La théorie de l'auteur échappe à cette difficulté, car la formule, qui d'après lui détermine l'amplitude dans l'image intermédiaire aussi bien que dans l'image proprement dite, contient des termes où figure la distance de l'objet au plan de mise au point et par suite au dernier plan focal. Mais, dans le cas où l'ouverture est assez petite pour que les termes relatifs à l'ouverture de degré supérieur au deuxième puissent être négligés, l'image définitive n'est pas influencée par le déplacement de l'objet le long de l'axe optique. C'est ce qui arrive dans le cas où l'image intermédiaire présente seulement un maximum étroit. Dans tous les autres cas, il existe une influence du déplacement de l'objet par rapport au plan de mise au point.

LUDWIG GEIGER. — Spectrographe à réseau, sans verre ni astigmatisme, et très lumineux. Application à la détermination photographique du spectre rouge et infra-rouge de l'arc au fer depuis 6.750 et 9.809 A. U. — P. 752-788.

L'auteur décrit : 1° un spectrographe à réseau et à miroir du type Littrow où l'astigmatisme est évité grâce à la disposition symétrique des faisceaux par rapport au miroir et au réseau ; 2° un procédé de préparation de plaques à la dicyanine sensibles à l'infra-rouge.

Il a ainsi pu mesurer par la méthode des coïncidences et avec une erreur qui ne dépasse pas quelques centièmes d'angström 216 raies du fer comprises entre λ 6.750 et λ 9.809 A. U.

F. CROZE.

P. P. KOCH. — Microphotomètre enregistreur. — P. 705-731.

Ce travail se rattache aux recherches entreprises par l'auteur dans le but de déterminer par une méthode de photométrie photographique la distribution de l'intensité lumineuse dans les raies spectrales (1). Le nouvel appareil fournit en quelques heures et sans fatigue des résultats qui, antérieurement, auraient exigé plusieurs semaines d'un travail très pénible. A cette énorme économie de temps s'ajoute cet autre avantage que le fonctionnement automatique évite les fléchissements de précisions causés par la fatigue dans l'observation directe.

L'organe sensible est une cellule photoélectrique au potassium, et l'on enregistre les déviations d'un électromètre. Un même mouvement d'horlogerie entraîne, à des vitesses différentes, la plaque photographique dont on veut déterminer la distribution de noircissement et une plaque auxiliaire d'enregistrement. Un dispositif de compensation, constitué par deux autres cellules photoélectriques, rend les lectures indépendantes des variations d'intensité de la source lumineuse.

L'appareil présente une inertie assez grande, qui permet cependant une vitesse d'enregistrement de 1 millimètre en trois minutes pour la plaque étudiée (7^{mm},65 ou 46^{mm},4 en trois minutes pour la plaque d'enregistrement). On n'observe aucun désaccord systématique entre les résultats ainsi obtenus et ceux fournis par l'observation directe.

Précision atteinte : 1 à 2 0/0 pour les intensités lumineuses, et 0^{mm},01 pour les abscisses correspondantes sur la plaque étudiée.

CH. FORTIN.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT ;

T. XIII ; 1912.

L. PAGE. — Dédution des relations fondamentales de l'électrodynamique de celles de l'électrostatique. (Traduit sur le manuscrit original anglais. — P. 609-615.

Considérant les lois de l'électrostatique et en particulier la loi de variation des forces en raison inverse du carré de la distance, comme

(1) Voir *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, p. 319 ; 1911 ; t. II, p. 672.

données expérimentales, l'auteur se propose d'obtenir, par une voie déductive, les lois de l'électrodynamique et de l'induction, en cherchant à satisfaire au principe de relativité.

Les résultats sont, sauf l'un deux, des cas particuliers de ceux qui ont fait l'objet de travaux antérieurs que l'auteur ne mentionne pas et où l'on part d'une loi quelconque de variation des forces centrales.

Le résultat nouveau est relatif à la loi de l'induction par variation du primaire dans un circuit immobile; ce point important ne peut cependant être considéré comme pleinement acquis, car l'hypothèse qui sert de base à l'auteur est celle-ci : l'intensité du champ est proportionnelle à la *densité temporaire* des lignes de forces, et il est bien difficile d'admettre que cette hypothèse aurait pu être posée *a priori* par les physiciens qui ont précédé Oerstedt, ainsi que le pense l'auteur.

M. LA ROSA. — Sur une recherche au sujet de la comparaison de la théorie de la relativité et les théories mécaniques sur la radiation lumineuse (Traduit de l'italien.) — P. 1125-1131.

Comme les lois de l'optique et de l'électromagnétisme doivent être mises d'accord avec le principe de relativité proprement dit, l'auteur s'est proposé, dans un travail récent ⁽¹⁾, d'y parvenir sans changement « révolutionnaire ».

Il fait un examen critique du second principe de la théorie de la relativité (invariance de la vitesse de la lumière dans le vide) et rappelle l'expérience de Michelson et Morley.

La théorie de la relativité prévoit pour cette expérience un résultat négatif, tandis que les théories mécaniques prévoient un résultat positif.

L'accord peut se faire en respectant les lois de la mécanique classique, à condition qu'on adopte les hypothèses de Ritz ⁽²⁾.

E.-M. LÉMERAY.

E. GRÜNEISEN et E. GIEBE. — Emploi du condensateur à trois plateaux pour la détermination de la constante diélectrique des corps solides. — P. 1097-1101.

Méthode appliquée aux échantillons de matières isolantes indus-

⁽¹⁾ *N. Cimento* (6), 3, 345; mai 1912.

⁽²⁾ *Ann. de Chim. et de Phys.* (8), 13, 145; 1908.

rielles. Une formule préalablement soumise au contrôle de l'expérience donne la capacité du condensateur placé dans l'air. L'emploi de trois plateaux au lieu de deux diminue l'importance de la correction des bords. De plus, si l'on met au sol les plateaux extrêmes, il permet d'éviter les deux mesures nécessaires pour la correction de l'influence extérieure.

Précision : 1 0/0.

CH. FORTIN.

A. BAXMANN. — La mesure des hautes tensions alternatives au moyen de l'électromètre à quadrants. — P. 740-750.

L'emploi de l'électromètre à quadrants pour mesurer *directement* des tensions supérieures à 20.000 volts présente certaines difficultés, dues à l'accroissement rapide des distances explosives et à la production d'effluves dans l'appareil. On a donc eu recours à divers artifices et notamment au procédé suivant : La différence de potentiel à mesurer est appliquée entre les armatures extrêmes d'une batterie de condensateurs reliés en série. En dérivation sur l'un d'eux est monté l'électromètre. L'auteur a appliqué cette méthode et a recherché les conditions à réaliser pour qu'elle soit applicable en toute rigueur. Il a insisté en particulier sur les erreurs qui peuvent résulter de la capacité de l'électromètre. Le rapport de la tension à mesurer V à la tension v indiquée par l'instrument peut s'écrire :

$$\frac{V}{v} = \frac{C_{EI} + C_{I2} + C_0}{C_{I2}},$$

C_{EI} étant la capacité de l'électromètre, C_0 celle du condensateur monté en dérivation avec l'appareil, C_{I2} la capacité du reste de la batterie. Le terme C_{EI} n'est pratiquement négligeable que pour des valeurs de C_0 assez importantes ; de plus, sa grandeur varie avec la position de l'aiguille par rapport aux quadrants. A titre d'application de la méthode, l'auteur a déterminé avec précision le rapport de transformation de divers transformateurs industriels. Avec l'électromètre à basse tension employé, qui pour 1 volt donnait une déviation de 12 millimètres, il a pu mesurer des différences de potentiel alternatives atteignant 75.000 volts.

M. v. PIRANI. — Sur la résistance spécifique et le pouvoir absorbant du tungstène aux hautes températures. — P. 753-754.

Les expériences résumées dans ce mémoire ont permis à l'auteur de compléter ses recherches antérieures⁽¹⁾ et d'étudier directement, sans extrapolation, la courbe de variation de résistance du tungstène étiré jusqu'à 2.000° C. Il opérait sur un ruban de tungstène de 60 millimètres de longueur, 1^{mm},25 de largeur, 0^{mm},05 d'épaisseur, renfermé dans une ampoule de lampe à incandescence. Sur ce ruban étaient soudés deux fils très fins servant aux mesures de résistances.

Cette précaution était nécessaire pour éliminer l'action des supports et permettre de faire les mesures sur un filament dont le rayonnement soit parfaitement régulier. Cette condition n'est jamais réalisée dans les lampes à incandescence ordinaires où les électrodes et les étriers peuvent fausser les déterminations.

Le ruban était replié de manière à former une cavité qu'on pût assimiler à un corps noir. Les mesures de températures se faisaient à l'aide d'un pyromètre d'Holborn-Kurlbaum muni d'un verre rouge de longueur d'onde 0,64. Il fallait introduire un terme de correction dû à l'absorption du verre de l'ampoule. L'auteur a mesuré de la sorte l'accroissement de la résistance R du tungstène pour des températures θ variant entre 1.200° C. et 2.000° C. Il a trouvé que le rapport $\frac{R_{\theta}}{R_{20}}$ est égal à 7 pour 1.200° C., à 10 pour 1.600° C., à 12 pour 1.900° C. Il a calculé également, d'après ces expériences, le pouvoir absorbant du tungstène incandescent et a trouvé le nombre 0,485 à 1.750° C. pour la longueur d'onde 0,64 μ .

PAUL DE LA GORCE.

FR. HEUSLER et E. TAKE. — Nature des alliages de Heusler. — P. 897-908.

Rapport présenté à la Faraday Society, Londres (avril 1912).

Résumé des recherches sur les alliages magnétiques de Heusler et des hypothèses proposées pour rendre compte de leur ferromagnétisme et des phénomènes de vieillissement.

(1) V. PIRANI, *Verh. d. Deutschen Phys. Ges.*, XII, 1910, p. 342.

G. BORELIUS. — Gravitation et électricité. — P. 972-973.

Étude théorique. L'auteur cherche à établir une relation entre la gravitation et l'électromagnétisme; il déduit la force pondéro-motrice de la variation de l'énergie totale pour un déplacement des charges. On opère différemment dans la théorie de Lorentz, mais les hypothèses faites sont très difficiles à interpréter physiquement.

Borelius arrive en particulier à ce résultat : la masse de gravitation d'un corps non chargé n'est pas nécessairement proportionnelle au nombre de ses électrons, alors que Gans est conduit à cette proportionnalité en développant les idées de Lorentz.

J. STARK. — Remarque sur la dispersion et l'absorption des rayons β et des rayons Röntgen dans les cristaux. — P. 973-977.

Étude théorique. Il est vraisemblable, d'après les recherches de J. Stark et G. Wendt ⁽¹⁾ sur la pénétration des rayons-canaux dans les cristaux que ces rayons peuvent pénétrer plus profondément parallèlement à certains plans que parallèlement à d'autres. Stark a pensé à étendre ces résultats à la dispersion et à l'absorption des rayons β et Röntgen dans les cristaux. Il indique dans ce mémoire des hypothèses pouvant suggérer des expériences sur ce sujet. Il montre en outre que ces hypothèses rendent compte des observations récentes de Friedrich et Knipping sur l'absorption des rayons-canaux dans les cristaux ; ces auteurs les expliquent par une interférence des rayons-canaux.

W. VOIGT. — Addition à ma note sur « l'inexactitude de la loi de Kirchhoff pour le pouvoir émissif et le pouvoir absorbant des corps non homogènes ». — P. 977.

Les écarts énormes à la loi de Kirchhoff, observés par Brotherus pour la flamme du sodium, s'expliquent simplement par l'inégalité des températures de la flamme.

(1) *Ann. de Phys.*, XXXVIII, 921 ; 1912, et *J. de Phys.*, ce volume. p. 781.

W. OTTO. — La chambre noire à fentes. — P. 977-979.

Appareil constitué d'une chambre noire et de deux fentes situées à des distances différentes de la plaque : l'une des fentes est horizontale, l'autre verticale. L'optique géométrique rend compte des résultats, comme pour la chambre noire à trou.

M. BARRÉE.

W. KÖNIG. — Sur un dispositif propre à des expériences de démonstration sur les lois de la résistance de l'air. — P. 1013-1017. (Congrès des naturalistes allemands. Münster, 1912).

Ventilateur à hélice actionné par un moteur électrique et donnant un courant d'air de 20 centimètres de diamètre à une vitesse de 7 mètres par seconde. Dispositif de mesure donnant l'action du courant d'air sur de petites plaques. Il convient d'insister sur les deux points suivants : 1° des mesures de ce genre dans un courant d'air ne peuvent être correctes que si l'objet expérimenté est petit par rapport aux dimensions du courant d'air; 2° des mesures correctes sur un très petit objet donnant des résultats différents, à certains points de vue très différents, de ceux qu'on obtient en étudiant un objet géométriquement semblable plus grand. Il ne faut donc demander à un dispositif du genre de celui décrit que des expériences qualitatives, qui peuvent d'ailleurs être fort intéressantes.

CH. MAURAIN.

E. WARBURG. — Sur la destination de la *Physikalisch-Technische Reichsanstalt*; pour sa défense.

W. VOIGT. — Réplique. — P. 1091-1095.

Parlant des recherches physiques et de l'enseignement de la physique en Allemagne au cours des cent dernières années (1), M. Voigt a pris assez vivement à partie la *Physikalisch-Technische Reichsanstalt* et ses présidents successifs, à qui il reproche en substance de n'avoir pas tiré, pour la Physique générale, un parti suffisant des ressources dont dispose cette institution, dotée d'une

(1) Göttingen, Vandenhoeck et Ruprecht, 1912.

installation générale exceptionnelle et occupant plus de cent fonctionnaires.

Les détails de l'attaque et la « défense », pour employer l'expression de M. Warburg, président actuel, n'ont qu'un intérêt secondaire. Il n'en est pas de même de la réplique de M. Voigt, à cause de l'ampleur qu'elle donne au débat et qui lui fait dépasser les frontières de son pays.

« La pensée maîtresse de mon discours », dit M. Voigt, « est celle du danger qui réside dans les tendances fortement centralisatrices, dans les avantages accordés aux grands Instituts de physique aux dépens des petits. Je dis *aux dépens* parce que, dans la rigoureuse réalité, il arrive qu'à un haut degré ce qui afflue vers les uns est enlevé aux autres ; et il ne s'agit pas seulement des subsides strictement limités de l'État. La première section de la *Reichsanstalt* est au premier rang des grands Instituts, et sa fondation, qui prévoit une extension de son activité à la Physique pure, fait naître la crainte qu'elle ne contribue indirectement à l'abaissement des petits Instituts. Et à mon avis, ces petits Instituts sont un élément essentiel d'une saine activité scientifique.

« A la vérité, les Instituts gigantesques ont une raison d'être, parce qu'il y a des recherches dont ne pourraient venir à bout même des Instituts normalement installés, celles notamment qui exigent le concours d'un nombreux personnel et de ressources considérables, et auxquelles, naturellement, l'impulsion est donnée par une forte personnalité, mise au poste de commandement. L'exemple le plus caractéristique est le grand Institut de l'Université de Leyde. »

On conseille aux directeurs des petits Instituts de s'efforcer d'augmenter leurs ressources... « Mais la puissance d'attraction d'un institut central est d'un tout autre ordre de grandeur que celle d'un institut de province, et il est plus difficile à ce dernier de trouver des cents, qu'au premier des mille et des dizaines de mille.

« Par la tendance à renforcer et augmenter toujours davantage les Instituts centraux, nous arriverons finalement, en Allemagne, à des situations fâcheuses. Et déjà bien des choses sont peu réjouissantes.

« La situation et l'action d'un professeur d'École supérieure dépendent essentiellement de la possibilité qu'il a de collaborer *de front* au développement de la science. La création d'une classe de fonctionnaires, travaillant dans des conditions bien plus favorables

que celles qui lui sont faites risquent de repousser ce professeur en deuxième ligne et par là de nuire aux Écoles Supérieures elles-mêmes. Le professeur ordinaire d'âge mûr qui dans un Institut provincial s'efforce, à côté de sa lourde tâche professionnelle, de faire de la recherche scientifique avec de maigres ressources et une aide insuffisante, doit envier au jeune auxiliaire de la *Reichsanstalt* ces moyens dont il dispose, et nos jeunes gens, dont le temps est absorbé pour la plus grande part par le service fatigant de l'Institut, qui doivent souvent observer avec de faibles ressources, se plaignent de la concurrence inégale que leur font pour les chaires de professeur ces travailleurs plus favorablement placés....

« Un de mes collègues les plus actifs et les plus appréciés, gravement inquiet pour notre Göttingen, s'est souvent exprimé dans ce sens : pour nous, grâce à des efforts particuliers, la vieille tradition nous soutient encore ; mais la génération prochaine glissera rapidement sur la pente, car les forces qui travaillent à la centralisation sont toutes-puissantes.

« Quand nous, les anciens, nous protestons contre une telle perspective, quand nous prédisons des conséquences certaines, il ne s'agit pas de nous-mêmes, qui sommes à la fin de notre carrière, mais de l'avenir de notre Science, dont le normal développement réclame des Instituts provinciaux florissants. »

KONSTANTIN IVANOW. — I. Recherche sur l'émission des raies D par différents composés du sodium. — P. 1112-1118.

II. Une nouvelle détermination des paramètres optiques de la raie D.-P. 1119-113.

I. L'auteur a étudié par la méthode de photométrie photographique de Schwarzschild l'intensité des raies D émises dans la flamme par des quantités équivalentes des différents sels de sodium. Il a traduit le résultat de ses mesures par les nombres suivants exprimés en unités arbitraires :

	D ₁	D ₂
NaI.....	54,4	45,5
NaBr.....	46,0	41,0
NaCl.....	42,4	36,4
Na ² CO ³	40,7	33,8

Remarquant que l'intensité des raies émises décroît avec la stabilité du composé considéré, il en conclut que ce sont les conditions thermiques qui jouent le principal rôle dans l'émission par les flammes.

II. L'auteur a déterminé par la méthode de Voigt les paramètres ρ et ν' , qui, d'après la théorie de Drude, caractérisent les propriétés optiques d'un corps. Il a obtenu ainsi les valeurs caractéristiques de Na au voisinage de D_4 .

$$\nu' = 40,5 \cdot 10^{10} \quad \text{et} \quad \rho = 6,27 \cdot 10^{23} \quad \text{ou} \quad \rho = 6,33 \cdot 10^{23},$$

d'où l'on tire pour la quantité $n \times 2,4 \cdot 10^{-1}$

F. CROZE.

D. ROSCHANSKY. — Sur l'effet d'extinction de l'étincelle dans les circuits oscillants couplés. — P. 931-936.

L'action propre de l'étincelle sur les oscillations de deux circuits couplés a été signalée par M. Wien en 1906 (1) et a pris depuis lors une grande importance pratique dans l'excitation par choc. Wien expliquait ce phénomène par le caractère anormal de l'amortissement dû à l'étincelle, celle-ci devant présenter une résistance extrêmement grande quand l'amplitude des oscillations s'annule. L'auteur, à qui cette conception a paru insuffisante, a tenté d'établir une autre théorie de l'effet de Wien fondée sur l'allure de la courbe de tension aux bornes de l'éclateur. Ainsi qu'il l'avait montré dans un précédent mémoire (2), cette courbe possède les propriétés caractéristiques suivantes. Au moment où l'intensité de courant dans l'étincelle passe par zéro, la tension aux bornes de l'éclateur croît presque instantanément à une valeur très élevée e_0 (environ 400 volts pour redescendre ensuite très rapidement à quelques dizaines de volts. Ces pointes brusques sont particulièrement accentuées avec des électrodes en argent, en cuivre, en laiton et en fer ; elles sont moins marquées avec le cadmium, le plomb, le bismuth et disparaissent à peu près complètement avec le magnésium. Or c'est précisément dans le même ordre que se rangent, au point de vue de l'effet d'extinction, les métaux constituant les électrodes. Ces faits étant établis,

(1) M. WIEN, *Physikalische Zeitschrift*, p. t. VII, 1906, p. 871.

(2) *J. de Phys.*, 5^e série, t. I, 1011, p. 1939-1040.

l'auteur a repris par le calcul la théorie de deux circuits oscillants couplés. Il a montré que l'existence des maxima aigus observés dans la courbe de différence de potentiel suffit à expliquer les phénomènes étudiés par Wien. Tout artifice qui accroît l'importance de ces surtensions favorise l'extension. C'est ainsi qu'il peut être avantageux de fractionner l'étincelle entre plusieurs éclateurs montés en série.

La théorie permet aussi de calculer en fonction du facteur de couplage k la valeur maximum V_0 de la tension de décharge pour laquelle l'extinction de l'étincelle peut se produire. La relation à laquelle on est conduit est de la forme $kV_0 = e_0$. L'auteur a cherché à vérifier expérimentalement les conséquences de ses calculs. Il opérait avec des oscillations de longueur d'onde $\lambda = 140$ mètres, et relevait les courbes de tension aux bornes de l'éclateur à l'aide d'un tube de Braun. Les résultats des mesures ont apporté une confirmation satisfaisante des conclusions théoriques.

PAUL DE LA GORCE.

FRANZISKA HERXHEIMER. — Diffusion de la lumière par les milieux troubles. P. 1106-1112.

L'auteur a entrepris de vérifier la théorie de lord Rayleigh. A cet effet elle compare photométriquement la lumière diffusée dans une direction normale au faisceau incident avec la lumière diffusée dans une direction quelconque. Elle la compare ensuite avec la lumière incidente. Elle a fait des expériences dans les gaz et dans des liquides, en particulier elle a comparé à la théorie les résultats expérimentaux obtenus avec un brouillard de sel ammoniac. La concordance est satisfaisante. Elle a observé que le coefficient d'absorption de la lumière par le brouillard de sel ammoniac varie avec le temps et passe par un maximum. Ce phénomène paraît être dû à une variation des dimensions des particules.

GUNNAR NORDSTROM. — Principe de relativité et gravitation. — P. 1126-1129.

L'auteur cherche à remplacer l'hypothèse d'Einstein sur la relation entre la vitesse C de la lumière et le potentiel de gravitation par une autre hypothèse qui, tout en laissant c constant, rende

égales la masse d'inertie et la masse d'attraction. Il faut alors ou bien supposer que ce n'est pas le vecteur de gravitation \vec{g} (vecteur à quatre dimensions) lui-même qui est la force agissante, mais sa composante normale au vecteur de mouvement α , ou bien il faut admettre que la masse d'un point matériel dépend du potentiel de gravitation. Ces deux hypothèses conduisent aux mêmes équations du mouvement du point matériel; ces équations sont indépendantes de la masse. Étendue au corps solide, la seconde hypothèse conduit à des conclusions exemptes de contradiction.

M. Einstein a fait remarquer à l'auteur qu'ayant pensé à faire la même hypothèse que lui, il l'avait rejetée parce qu'elle conduit à des résultats en contradiction avec l'expérience. Par exemple, un système ayant un mouvement de rotation aurait, dans le champ de la pesanteur, une accélération plus faible qu'un système n'ayant pas de mouvement de rotation.

L'auteur répond que la différence entre les deux accélérations est si petite qu'elle est indécélable et ne voit pas dans ce résultat un motif pour rejeter sa théorie.

P. JOB.

H. BARKHAUSEN. — Régulation des petits moteurs. — P. 1131-1131.

On a souvent besoin dans les laboratoires de faire tourner à faible vitesse de petits moteurs série alimentés sous tension constante.

On y parvient en mettant en série avec le moteur une résistance assez élevée; mais, dans ces conditions, le fonctionnement, de l'appareil est assez instable, de petites variations du couple résistant entraînant de grandes variations de la vitesse.

D'après l'auteur, on peut obtenir un bon fonctionnement par le montage suivant. Une résistance dont on détermine approximativement la valeur par ce fait qu'elle doit laisser passer le courant maximum du moteur sous la tension du réseau est placée en série avec les inducteurs; l'induit, au contraire, est placé en dérivation sur une partie de cette résistance, et c'est en faisant varier la valeur de la partie sur laquelle l'induit est ainsi dérivé qu'on peut provoquer les variations de vitesse.

Un dispositif identique appliqué aux moteurs dérivation permet de les faire marcher à une tension plus élevée que la tension normale.

R. JOUAUST.

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIKALISCHE CHEMIE;

T. LXXIX.

KILPI. — La vitesse d'hydrolyse des étheramides. — P. 163-191.

Cette hydrolyse donne des sels ammoniacaux dont le titrage indique la vitesse du phénomène; elle est effectuée par HCl en solution demi-normale à 42°. Pour les combinaisons α , β et γ , les vitesses sont entre elles comme les nombres 3, 1, 2. La vitesse d'hydrolyse est d'autant plus grande que l'atome de carbone du radical CO a un caractère plus négatif.

LÖW. — La pesanteur et l'énergie moléculaire et atomique des gaz. — P. 192-205.

Le calcul de l'énergie due à la masse gravifique des molécules est facile à faire; mais les données énergétiques des gaz sont peu modifiées, quand on tient compte de l'attraction de leurs molécules par la terre.

BRÖNSTED. — Études sur l'affinité chimique. — P. 206-234.

Les résultats principaux de ce travail expérimental sont :

1° La détermination des diagrammes d'équilibre des deux systèmes CuCl, KCl, H²O et PbCl², KCl, H²O;

2° Celle de l'affinité et de la chaleur de formation des sels doubles : CuCl, 2KCl; KCl, PbCl²; et PbCl², KCl, 10H²O;

3° L'affinité et le dégagement de chaleur de certaines doubles réactions entre sels de sodium et de potassium.

La concordance des résultats obtenus avec la Thermodynamique est parfaite.

A. SÈVE.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS LES TOMES I ET II

DE LA 5^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.). — Température du Soleil, I, 1034.
- ABBOT (C.-G.) et ALDRICH (L.-B.). — Échelle pyrhéliométrique, I, 542.
- ABBOT (C.-G.) et FOWLE (F.-F.-J.). — Constante de radiation solaire, I, 495, 939.
- ABRAHAM (H.). — Nouveaux appareils à courants alternatifs, I, 265. — Relais et servo-moteurs électriques, I, 303.
- ABRAHAM (H.) et VILLARO (P.). — Voltmètre électrostatique, I, 585.
- ABRAHAM (H.), voir VILLARD (P.).
- ABRAHAM (Max.). — Théorie de la gravitation, et de la relativité, II, 241, 946, 947, 948, 956. — Chute libre, II, 513.
- ACHALME (P.). — Viscosité et action diastasiqne, I, 584. — Rôle des électrons interatomiques dans la catalyse, II, 220. — Dans l'électrolyse, II, 342, 479.
- ADAMS (E.-P.). — Electrostriction, II, 65.
- ADAMS (E.-P.) et HEAPS (C.-W.). — Variation de la constante diélectrique produite par tension, II, 1027.
- ADAMS (W.-S.). — Photographies de taches solaires du mont Wilson, I, 258. — Spectre de Sirius, I, 338.
- ADAMS (W.-S.), voir GALE (H.-G.).
- ADAMS (W.-S.), voir HALE G.-E.).
- AIREY (B.-G.-R.). — Oscillation des chaînes, I, 592.
- ALBRECHT (S.). — Types spectraux des étoiles filantes, I, 342.
- ALDIS, voir SEARLE.
- ALDRICH (L.-B.), voir ABBOT (C.-G.).
- ALLEN (F.). — Mesure de la luminosité du spectre, I, 491.
- ALTBERG (W.). — Mesure du diamètre moléculaire, II, 403.
- ALTENKIRCH (E.). — Échauffement électrique, I, 1055.
- AMADCCZI L.). — Effet Hallwachs interne dans le sélénium, II, 258.
- AMAGAT E.-H.). — Zéro absolu, I, 1019. — Variations du coefficient de pression, II, 397.
- AMANN (M.). — Eclipse du soleil du 16 et 17 avril 1912, II, 754.
- AMAR (J.). — Dépense énergétique dans la marche, I, 302. — Rendement et évaluation du travail de l'homme, I, 583. — Loi de la dépense postérieure au travail, I, 661.
- ANCEL (L.). — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 754.
- ANDERSON (A.). — Théorie de l'électromètre à quadrants, II, 320. — Différence de potentiel de contact et action de la lumière ultra-violette, II, 851.
- ANDERSON (A.) et KEANNE (T.). — Mesures des charges résiduelles, II, 932.
- ANDERSON et MORRISON. — Forces électromotrices de contact, II, 502.
- ANDERSON (J.-A.) et SPARROW C.-M. . —

- Théorie d'un réseau réflecteur, I, 597.
- ANDRADE E.-N. da). — Mesure de la vitesse des flammes, II, 238. — Mobilité des particules électrisées dans les flammes, II, 666. — Vapeurs métalliques des flammes, II, 773.
- ANDRADE (J.). — Application de la télégraphie sans fil pour la détermination des coordonnées géographiques, I, 830. — Nouvel organe des chronomètres, I, 830. — Mesures des frottements, II, 753. — Chronomètres marins, II, 1011.
- ANDRÉ Ch.). — Formation des soleils, I, 1016. — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- ANDREAE. — Méthode de la suspension pour la détermination des densités des corps solides homogènes, I, 714.
- ANGOT (A.). — Éléments magnétiques à l'Observatoire du Val-Joyeux au 1^{er} janvier 1911, I, 135. — Au 1^{er} janvier 1912, II, 122. — Tremblement de terre du 16 novembre 1911, I, 1023. — Valeur moyenne de la nébulosité à l'époque de la prochaine éclipse totale du soleil, II, 122. — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- ANGOT A.) et FABRY (L.). — Tremblement de terre du 3 janvier 1911, I, 135.
- ANTONOFF (G.-N.). — Produits de la désintégration de l'uranium, I, 844 ; II, 603.
- ANTONOFF (G.-V.), EVANS (J.-E).
- ANTROPOFF (A. von). — Dynamiques des cellules osmotiques, I, 718.
- APPELL (P.). — Equation de l'électrodynamique, II, 476.
- ARNAUD. — Nivellement barométrique, II, 575. — Réfraction astronomique, II, 913.
- ARNOLD (H.-D.). — Mouvement d'une sphère, I, 1027.
- ARONS (L.). — Chromoscope, II, 1044.
- ARRHÉNUS(S.). — Conditions physiques sur la planète Mars, II, 81.
- ASHWORTH (J.-R.). — Coefficients magnétiques de température des éléments ferro-magnétiques, II, 915.
- ATEX. — Conductibilité du nitrate de potassium, II, 421.
- AUBEL E. van. — Phénomène de Hall dans le graphite, I, 771-832.
- AUBERT (M.). — Thermo-diffusion, I, 476.
- AUBERT M.), voir GUILLET (A.).
- AUBERTIN (A.). — Décharge d'un condensateur, II, 395.
- AUSTER (G.). — Passage de l'hydrogène à travers le tissu caoutchouté des aérostats, II, 215.
- AUSTIN (L.-W.). — Détecteur redresseur, I, 952. — Antennes, I, 952, 1052. — Emploi d'étincelles à haute fréquence en télégraphie sans fil, II, 163. — Mesure de l'intensité des oscillations électriques dans les antennes de réception, II, 466. — Élément thermo-électrique pour les recherches sur les courants de haute fréquence, II, 468.
- AYRES (J.), voir BARKLA.
- BABCOCK (H.-D.). — Effets Zeeman, I, 495, 1035-1036.
- BACHEM (A.). — Phosphorescence de quelques phosphores alcalinoterreux, II, 784.
- BAEDEKER (K.). — Théorie électronique de la thermoélectricité, I, 600.
- BAERWALD (H.). — Influence du champ magnétique sur l'effet Doppler des rayons-canaux, I, 506, 945.
- BAYER (O. von). — Vitesse des rayons β , II, 585.
- BAEYER (O. von) et GEHRECKE (E.). — Phénomène de Zeeman, I, 74.
- BAEYER (O. von), O. HAHN et MEITNER (L.). — Rayons β de thorium, I, 510. — Émission des rayons β par le radium D, I, 513. — Spectre magnétique des rayons β du radium, II, 456. — Des rayons β du thorium, II, 416.
- BAHR (E. von). — Absorption des radiations infra-rouges par les gaz, I, 71, II, 585. — Variation des raies d'absorption par la présence de gaz étrangers, II, 150.
- BAILLAUD (B.). — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- BAILLAUD (J.). — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 474.
- BAILLERACHE (de). — Élément Weston normal, II, 113.
- BAIN et DAVIS. — Structure des combinaisons organiques, II, 607.
- BAIN et TAYLOR. — Solutions de savons, I, 521.
- BAISCH E.). — Loi du rayonnement de Wien-Planck, I, 848.
- BAKKER. — Théorie de la couche capillaire courbe, II, 973.
- BALDET (F.), v. BAUME-PLUVINEL (A. de la).

- BALDIT (A.). — Charges électriques de la pluie, I, 390 ; II, 315.
- BANCELIN. — Viscosité des solutions, I, 576.
- BANNEITZ (F.), voir MARX (E.).
- BARATT (T.), voir MARSDEN (E.).
- BARKHAUSEN (H.). — Régulation des petits moteurs, II, 1057.
- BARKLA (C.-G.) et AYRES (E.). — Distribution des rayons secondaires, I, 229. — Énergie des rayons X dispersés, I, 489. — Spectres des rayons fluorescents de Röntgen, I, 842. — Spectres de Al, Cu, Mn dans l'arc sous pression réduite, I, 847.
- BARKLA (C.-G.) et COLLIER (V.). — Absorption des rayons X, II, 669.
- BARKLA (C.-G.) et SIMONS (L.). — Ionisation par les rayons Röntgen, II, 235.
- BARNES (J.). — Spectre du calcium, I, 76. — Arc en vase clos pour les recherches spectroscopiques, I, 847.
- BARTON (E.-H.) et BILLY (W.-B.). — Vibration des cordes d'un violon, II, 665. — Figures de poussières produites par les étincelles électriques, II, 1036.
- BARUS (C.). — Interférométrie par les réseaux, I, 484-668.
- BARUS (G.) et HAZARD. — Interférométrie par déplacement, II, 669.
- BARY (P.). — Dissolution des matières colloïdales, I, 577. — Phénomènes osmotiques dans les milieux non conducteurs, I, 591. — Poids moléculaire du caoutchouc, II, 479.
- BASCH (H.). — Théorie de l'oscillographe, II, 680.
- BASSOT. — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- BATEMAN (H.). — Théories des probabilités, I, 593.
- BATSCHINSKI. — Degré d'association moléculaire des liquides, I, 167.
- BAUD (E.). — Chaleur moléculaire de fusion, I, 581. — Loi générale de la dissolution, II, 216.
- BAUER (E.). — Théorie du rayonnement, II, 424.
- BAUME (G.). — Étude cryoscopique des mélanges gazeux, I, 875. — Chimie Physique en 1910, I, 1066; en 1911, II, 968.
- BAUME (G.) et GERMANN (A.-F.-O.). — Courbes de fusibilité des mélanges gazeux, I, 832.
- BAUME (G.) et GEORGITSES (N.). — Courbes de fusibilité, II, 312.
- BAUME (G.) et PAMFIL (G.). — Courbes de fusibilité des mélanges gazeux, I, 474. — Des systèmes volatils, II, 762.
- BAUME (G.) et PERROT (F.-L.). — Courbes de fusibilité des mélanges gazeux, I, 590. — Poids atomique du chlore, II, 764.
- BAUME-PLUVINEL (A. de la et BALDET F.). — Spectre de la comète Kiess, I, 773; de la comète Morehouse, I, 846.
- BAUR. — Système périodique des éléments, I, 716. — Nature des photochlorures d'argent, I, 749.
- BAXMANN A.). — Mesure des hautes tensions alternatives, II, 1049.
- BAYEUX (R.). — Oxygénateur de précision, I, 1023. — Poids atomique du chlore, II, 764.
- BECKENKAMP (J.). — Structure des cristaux, II, 949.
- BECKER (A.). — Porteurs d'électricité dans les gaz, I, 1041. — Condensation des vapeurs, II, 421. — Mobilité dans les flammes, II, 1030.
- BECKER (G.). — Nouvelles quadratures mécaniques, I, 841. — Complément. guadermannien, II, 1020.
- BECKMANN. — Recherches ebullioscopiques, II, 688, 691, 697.
- BECKEREL (J.). — Bandes de phosphorescences et d'absorption du rubis, I, 214. — Phosphorescence des sels d'uranyle, I, 303. — Propagation de la lumière dans les corps fluorescents, I, 1021. — Inversion du phénomène de Hall dans le bismuth, II, 600.
- BEHNSEN F. — Magnétisme du cuivre, II, 80.
- BELOT (E.). — Formation des cirques lunaires, II, 311. — Nebuleuse de Laplace, II, 315. — Expérience reproduisant les spires des nebuleuses spirales, II, 659.
- BENARD (H.). — Formation des cirques lunaires, II, 217.
- BENEDICKS C. — Expérience du pendule de Foucault, I, 939.
- BENNDORF (H.). — Vitesse des ondes transversales dans les couches supérieures de l'écorce terrestre, II, 244.
- BENOIST L. — Application de l'harmonica chimique à la chronophotographie, I, 662.

- BENRATH** et **WAINOFF**. — Conductibilité des sels, I, 1060.
- BERBER** (F.). — Absorption des gaz par le charbon de bois, II, 328.
- BERELEY** (C^{ie} de). — Règle à dessiner les courbes, II, 1028.
- BERGET** (A.). — Détermination de la salinité des eaux de mer, I, 393. — Machine à sonder, I, 659. — Aréométrie, II, 483. — Mesure de la gravité, II, 848.
- BERGONIÉ** (J.). — Foudre en spirale, II, 472.
- BERGWITZ** (K.). — Collecteur à ionium, I, 248. — Mesures actinométriques faites en ballon, II, 163. — Enregistrement de potentiel de l'air, II, 244, 959. — Conductibilité de l'air ionisé, II, 685.
- BERKELEY**. — Solubilité et sursaturation, II, 1019.
- BERNDT** (G.). — Ionisation sur l'Océan Atlantique, I, 958. — Observation de l'électricité atmosphérique dans la République Argentine, II, 169, 591, 960. — Teneur de l'atmosphère en induction radioactive, II, 591.
- BERNETT** (G.). — Teneur en émanation des eaux de source, II, 963.
- BERNOULLI** (A.-L.). — Tensions de Volta et constantes optiques des métaux, I, 519. — Théorie électronique des cristaux mixtes métalliques, I, 604. — Phénomènes thermoélectriques sur les corps d'Einstein, II, 148.
- BERRY** (C.-H.). — Ponts de pianos, I, 667.
- BERTHAUD** (A.). — Loi d'action de masse, II, 757.
- BERTHELOT** (D.) et **GAUDECHON** (H.). — Photolyse des acides, I, 217, 223, 304, 773. — Stabilité des poudres sans fumée, II, 58. — Décomposition photolytique des poudres, II, 216. — Réactions photochimiques, II, 578, 661, 754, 761, 846. — Décomposition photochimique du glucose, II, 1016.
- BERTHOUD** (A.). — Théorie cinétique des gaz, I, 1064.
- BERTIN**. — Mouvement accéléré ou retardé du navire consécutif à un changement de puissance du moteur, I, 132. — Augmentation de déplacement nécessaire sur un navire pour accroître d'une tonne le poids du chargement, II, 394.
- BESSON** (A.). — Action de l'effluve sur le gaz ammoniac, I, 658.
- BESSON** (E.). — Dissymétrie des ions, I, 768. — Condensation de la vapeur d'eau par détente dans une atmosphère de gaz carbonique, II, 219. — Dissymétrie des ions positif et négatif, II, 1012.
- BESTELMEYER** (A.). — Trajectoire des rayons cathodiques, I, 833, II, 155. — Construction d'un champ homogène, II, 164. — Charges de l'électron, II, 502.
- BIANU** (B.) et **WERSTENSTEIN** (L.). — Rayonnement ionisant, II, 845.
- BIDET** (F.). — Equilibre chimique, II, 755.
- BIELECKI** (J.) et **HENRI** (V.). — Absorption des rayons violets par les alcools, II, 763.
- BIELECKI** (J.) et **WURMSER** (R.). — Action des rayons ultra-violet sur l'amidon, II, 574.
- BIERRY** (H.). — Action des rayons ultra-violet, I, 304.
- BIERRY** (H.), **HENRI** (V.) et **RANC** (A.). — Action des rayons ultra-violet sur la saccharose, I, 584.
- BIERRY** (H.) et **LARGUIER** des **BANCEL** (J.). — Action de la lumière de la lampe à mercure sur la chlorophylle, I, 663.
- BIGOURDAN** (G.). — Eclipsé du soleil du 17 avril 1912, II, 394, 475. — Envoi de l'heure par signaux électriques, II, 750. — Conférence internationale de l'heure, II, 1016.
- BIJL** (Van der). — Conductibilité électrique des diélectriques liquides ionisés, II, 859.
- BILLON-DAGUERRE**. — Fusion du quartz pur, II, 222.
- BILLY** (W.-B.), voir **BARTON** (E.-H.).
- BILTZ**. — Pression osmotique des colloïdes, I, 720.
- BIRKELAND** (H.). — Lumière zodiacale, I, 221.
- BIRKELAND** (Kr.). — Anneaux de Saturne, I, 773. — Constitution électrique du Soleil, I, 831. — Phénomènes célestes, I, 1021. — Origine des planètes, II, 1017.
- BIRKELAND** (R.). — Trajectoire d'une particule électrisée, II, 763.
- BIRKELEY** et **BURTON**. — Thermostat, I, 671.

- BISHOP (E.-S.). — Mesure absolue de l'énergie maxima d'ionisation d'un électron, II, 412.
- BISKE (F.). — Courbure des raies spectrales données par un réseau plan, I, 508.
- BJERKNES (V.). — Phénomènes les plus simples de champs hydrodynamiques, II, 245.
- BJERRUM (N.). — Dissociation et chaleur spécifique de la vapeur d'eau, II, 696. — De l'acide carbonique, II, 696.
- BJERRUM (N.), voir PERRIN (J.).
- BLAKESLEY (Th.). — Racines d'une valeur quelconque, II, 667.
- BLANC (A.). — Ionisation produite par le phosphore, I, 477.
- BLANC (L.). — Respiration des plantes, II, 663.
- BLASIUS (H.). — Loi de similitude dans les phénomènes de frottement, II, 240. — Fonctions de courant pour les ailes et les pales de turbines, II, 240.
- BLEIN (J.). — Miroirs paraboliques, I, 996.
- BLESSING (P.). — Son des cloches d'églises, I, 708.
- BLOCH (E.). — Potentiel disruptif dans un champ magnétique, I, 194.
- BLOCH (L.). — Théorèmes généraux de mécanique et de thermo-dynamique, I, 657, 820, 912, 988. — Cellules photoélectriques comme photophones, II, 221.
- BLOCH (L.) et BLOCH (E.). — Ionisation des gaz par les rayons de Schumann, II, 4017.
- BLOCH (O.), voir WEISS (P.).
- BLOCH (S.). — Rayonnement cathodique secondaire dans les gaz, II, 676.
- BLOCK. — Variation de volume par fusion des cristaux, II, 607.
- BLONDEL (A.). — Application de la syntonie acoustique et électrique à l'hydrotélégraphie, I, 582. — Mesure de l'orientation en radiotélégraphie, I, 831, 923. — Electro-Chronographe, II, 473. — Oscillations des alternateurs accouplés, II, 573.
- BLONDEL (A.) et REY (J.). — Perception des lumières brèves, I, 530, 643.
- BODENSTEIN et KRANENBIECK. — Destruction de l'anhydride sulfurique au contact du verre de quartz, II, 974.
- BOGLE R.-W.). — Solubilité de l'emanation du radium, II, 60.
- BOGUSLANSKI. — Champ du vecteur de Poynting, II, 515.
- BOHR (N.). — Théorie électronique des phénomènes thermoélectriques, II, 666.
- BOIS 'H. du et ELIAS G.-J. — Influence de la température et du champ magnétique sur les spectres d'absorption et de fluorescence, I, 781.
- BOIS (H. du) et RUBENS H.). — Polarisation par les réseaux de fils des rayons calorifiques, I, 674, 839.
- BOISSOUDY (J. de). — Association moléculaire dans les gaz, II, 1014.
- BOLL (M.). — Mesure des résistivités avec un électromètre, II, 220.
- BOLL (M.) et JOB P. — Cinétique photochimique des acides chloroplatiniques, II, 396.
- BOLL (M.). — Voir JOB P. .
- BOLLEMONT (G.-H. de, voir REBOUÏ G. .
- BOLTWOOD (B.) et RUTHERFORD E. — Production d'hélium par le radium I, 982.
- BONNEROT (S.), voir CHARPY (G. .
- BOREL (E.). — Irréversibilité apparente, II, 472.
- BORELIUS G. — Gravitation et électricité, II, 1031.
- BORN et KARMAN. — Vibrations dans les réseaux, II, 678.
- BORN (M.) et LADENBURG R. — Quotient du pouvoir émissif des corps fortement absorbants par leur pouvoir absorbant, I, 335.
- BORNSTEIN (R.). — Variation diurne de la pression de l'air dans le sol, I, 870.
- BORTWICH. — Décharge d'une pointe, II, 936.
- Bos, voir SCHREINEMAKERS.
- BOSE (E.). — Liquides anisotropes troubles, I, 329.
- BOSE (E.) et BOSE M.). — Frottement interne des liquides, I, 329.
- BOSELLI J.). — Vitesse de chute des globules du sang, I, 136, 307. — Vitesse de réaction dans les systèmes hétérogènes, I, 217, II, 602. — Dans les systèmes gaz-liquides, I, 222. — Dans les systèmes hétérogènes, II, 131.
- BOSLER J.). — Perturbations magnétiques, I, 221. — Spectre de la comète de Brooks, I, 1015. — Courants tellu-

- riques et éruptions solaires, II, 877.
- BOSLER (J.) et IDRAC (P.). — Spectre de l'étoile nouvelle des gémeaux, II, 471.
- BOSSUET (R.), voir HACKSPILL (L.).
- BOTHEZAT (G. de). — Amortissement des oscillations, I, 775.
- BOUCHARD (C.). — Vitesse de régime des parachutes, I, 924. — Sphygmo-oscillographe optique, II, 220. — Chaleur des gaz de la respiration, II, 576.
- BOUDOARD (O.). — Essai des métaux, I, 432; II, 425.
- BOUDRY. — Utilisation à distance des eaux minérales thermales, I, 581.
- BOULANGER (P.), voir GRENET (F.).
- BOULIGAUD. — Petits mouvements de surface d'un liquide, II, 569.
- BOULOUCH (R.). — Condition de l'aplánétisme vrai, I, 663. — Propriétés des surfaces quasi aplánétiques, II, 762.
- BOURGOIS, voir FOURNIER.
- BOURGOIS (R.). — Appareils de mesure de base, I, 216. — Détermination des coordonnées géographiques, I, 830. — Détermination par la T. S. F. de la différence de longitude, II, 214.
- BOURGET (H.). — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- BOURNOFF (N.) et GUYE (Ph.-A.). — Formation du chlorure de nitrosyle à basse température, I, 876.
- BOUSSINESQ (J.). — Construction simple de la vibration du rayon lumineux et de sa vitesse, I, 587. — Calcul de l'absorption dans les cristaux translucides pour les systèmes d'ondes planes, I, 655. — Vibrations spontanées d'une barre à bouts fixes, I, 774. — Oscillation d'une colonne liquide, I, 793. — Théorie de la pesanteur et des actions moléculaires, II, 345. — Résistance qu'éprouve un ellipsoïde dans ses lentes translations uniformes à travers un liquide visqueux, II, 576. — Equations différentielles de la mécanique, II, 661. — Erreurs qu'entraînent les notions particulières d'expériences simplificatives, II, 749.
- BOUTARIC (A.). — Grains d'amidon en lumière polarisée, I, 891. — Cryoscopie de l'hyposulfite de soude, I, 4024.
- BOUFARIC (A.), voir LENHARDT (C.).
- BOUTARIC (A.) et MESLIN (G.). — Eclipse du soleil du 17 avril, II, 658.
- BOYS (C.-V.). — Bulles de savon, II, 611.
- BRANDT (A.). — Chaleur interne de vaporisation, II, 406.
- BRENTANO (G.). — Décharge résiduelle, II, 961.
- BRIDGMAN (W.). — Rupture d'éprouvettes par pression hydrostatique, II, 929.
- BRILLOUIN (M.). — Surface de glissement, I, 659. — Polymorphisme et orientations moléculaires, I, 767. — Module de torsion des cristaux, I, 925.
- BRINER (E.). — Formation d'une combinaison, I, 792. — Vitesses de réaction entre corps gazeux, II, 603.
- BRINER (E.) et WROCZINSKI. — Réactions chimiques dans les systèmes fortement comprimés, I, 873.
- BRIZARD (L.), voir DE BROGLIE.
- BROCA (A.). — Mesure des angles géodésiques, I, 390.
- BROCHET (A.). — Figuration des lignes équipotentiellés dans un électrolyseur, II, 56. — Polarisation des électrodes, II, 757.
- BROEK (A. van der). — Classification de Mendelejeff, I, 698.
- BROGLIE (de). — Abaissement des différences du potentiel de contact, I, 309. — Distribution de l'ionisation, I, 481. — Mouvement brownien dans les gaz à basse pression, II, 123. — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 578.
- BROGLIE (de) et BRIZARD (L.). — Ionisation et luminescence, I, 437. — Mobilité des ions, I, 391.
- BROMMER (A.). — Eclipse de Soleil du 17 avril 1912, II, 862.
- BROMWICH (J.-T.-I.-A.). — Trisection de l'angle, II, 582.
- BRONIEWSKI (W.). — Propriétés électriques des alliages Al, Mg, I, 134. — Unités fondamentales, II, 965.
- BRONIEWSKI et HACKSPILL. — Propriétés électriques du rhodium et de l'iridium, I, 4017.
- BRONSON, voir WELLSCH (E.-M.).
- BRÖNSTED. — Affinité chimique, I, 4061; II, 605, 4058.
- BROTHÉRUS (H.-J.). — Recherches photométriques sur la structure de quelques raies spectrales, I, 333. — Raies spectrales D_1 et D_2 , II, 588. — Emission

- et absorption d'une source non homogène, II, 601.
- BRUHAT (G.). — Dichroïsme rotatoire, I, 768.
- BRÜHL. — Spectrochimie de l'azote, II, 689.
- BRUNINGHAUS (L.). — Loi de Stokes, I, 583.
- BRUNO (A.) et TURQUAND-D'AUZAY. — Dosage des sulfates, II, 474.
- BUCHWALD (E.). — Calcul des oscillations du rayonnement, II, 951.
- BUCKINGHAM (E.-E.). — Echelle de temps, II, 488. — Loi du déplacement de Wien, II, 768.
- BUDDE (E.). — Principe de Doppler, I, 863. — Expérience de Michelson, II, 161, 958.
- BUDGE (E.). — Électrisation de l'air, I, 493.
- BUCHERER (A.-H.). — Charge spécifique de l'électron, II, 328.
- BUISSON (H.) et FABRY (Ch.). — Mesure des intensités des diverses radiations, I, 656. — Dépense d'énergie nécessaire pour produire l'unité d'intensité lumineuse, I, 768. — Largeur des raies spectrales et la théorie cinétique des gaz, II, 442. — Longueur d'onde des raies du fer, II, 501. — Températures des sources de lumière, II, 570.
- BUISSON (H.), voir FABRY (Ch.).
- BULL (L.). — Illusion d'optique, II, 482.
- BUMSTEAD (H.-A.). — Emission d'électrons par les métaux, II, 64.
- BUMSTEAD (H.-A.) et GUGAN (A.-G.-Mc.). — Emission d'électrons par les métaux sous l'influence des rayons α , II, 932.
- BURSON (V.), voir DESLANDRES (H.).
- BURTON. — Microazimut-mètre, II, 399.
- BURTON, voir BIRKELEY.
- BURTON (C.-P.) et WIEGAND (W.-B.). — Effets de l'électricité sur les gouttes d'eau, II, 227.
- BUSCH et JENSEN. — Champ zénithal de polarisation, II, 864.
- CALLENDAR (H.-L.). — Dilatation anisotrope d'un tube de silice, II, 669.
- CAMICHEL (C.). — Différence de phase de deux courants alternatifs, II, 473.
- CAMPBELL (N.). — Détermination de capacité dans les mesures d'ionisation, I, 147. — Principe de relativité, I, 404, 491. — Rayons Delta, I, 838; II, 236. — Décharge spontanée du polonium, I, 964. — Oscillations de Schweidler, II, 247. — Ionisation par choc, II, 318, 663. — Par les rayons α , II, 486. — Rayons δ , II, 921. — Rayons δ produits par les rayons β , II, 1033.
- CARDOSO (E.). — Diamètre de l'anhydride sulfureux au voisinage du point critique, I, 769.
- CARDOSO (E.), voir GERMAN (A. F.-O.).
- CARMEY. — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- CARPENTIER. — Tension-mètre de Largier, I, 390.
- CARRIÈRE (E.), voir MULLER (P. U.).
- CARTER (H.). — Flamme radioactive, I, 1030.
- CARVALLO (E.). — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- CARVALLO (J.). — Conductibilité de l'éther pur, II, 55. — Dissociation des gaz, II, 577.
- CARVALLO (J.), voir VLFS (F.).
- CASSEBAUM (H.). — Propriétés de l'acier fondu, I, 134.
- CAUDRELIER (C.). — Fréquence des oscillations dans l'étincelle, I, 589. — Constitution de l'étincelle électrique, I, 388.
- CAZAMIAN (G. ter.). — Relation entre les propriétés physiques des corps, I, 1020.
- CRIDERBERG (J. W.). — Tension superficielle, I, 871. — Chaleur de vaporisation et tension de vapeur, I, 1064. — Lois des tensions de vapeur, II, 262.
- CERMAK (P.) et SCHMIDT (H.). — Forces thermo-électriques au passage de l'état solide à l'état liquide, I, 1064.
- CHADWICH (J.). — Rayons γ émis par les rayons β , II, 933.
- CHANOZ. — Images révélées physiquement après fixation de la plaque au gélatino-bromure d'argent irradiée, I, 657.
- CHARPY (G.) et BONNEROT (S.). — Gaz contenus dans les aciers, I, 480. — Cémentation du fer par le carbone solide, I, 294. — Perméabilité du fer pour l'hydrogène, II, 311.
- CHAS (L.) et LINDEMANN (F.-A.). — Relation entre le pouvoir pénétrant des rayons Röntgen, la pression et la nature du gaz, II, 256.
- CHASPOUL et JAUBERT DE BEAUJEU. —

- Radioactivité des eaux de Vals-les-Bains, I, 1022.
- CHASSY (A.). — Conductibilité électrique des gaz, I, 737. — Absorption d'énergie dans les gaz, II, 826.
- CHAUMONT (L.). — Construction et vérification d'un quart d'onde, II, 217.
- CHAUVEAU (A.). — Inhibition visuelle, I, 303. — Spectre météorique, II, 52. Inversion stéréoscopique, II, 476. — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 578, 659, 662.
- CHENEVEAU (C.). — Viscosité des solutions, II, 752.
- CHENEVEAU et HEIM. — Extensibilité du caoutchouc vulcanisé, I, 220. — Elastico-mètre enregistreur, II, 535.
- CHOURIGUINE. — Alliages du platine avec l'aluminium, II, 752.
- CHRÉTIEN (H.), voir LAGRULA (J.-P.).
- CHRISTOFF. — Relation entre l'absorption et la tension superficielle, II, 695.
- CISOTTI (V.). — Réaction dynamique d'un jet liquide, I, 214. — Déformations élastiques sans efforts tangentiels, II, 666. — Mouvement d'un solide dans un liquide visqueux, II, 914.
- CLARK (H.-A.). — Réflexion sélective des sels de chrome, II, 938.
- CLAUDE (G.). — Tubes au néon, I, 576, 925. — Fabrication de l'azote, I, 1017.
- CLAUDE et DRIENCOURT. — Orthostathescope, II, 912.
- CLAUDE, FERRIÉ et DRIENCOURT. — Comparaison radiographique de chronomètres, I, 475.
- CLAUSEN (H.). — Conductibilité électrique de solutions salines dans l'eau, II, 144.
- CLO J.-H.). — Effet de la température sur l'ionisation d'un gaz, I, 342.
- COBLENTZ (W.-W.). — Insectes lumineux, I, 1034.
- COHEN. — Thermodynamique de l'élément normal, I, 344.
- COHNSTADT (E.). — Sur la pellicule d'eau adhérente au verre et à l'aluminium et son influence sur la pression dans les tubes à vide, II, 500.
- COLLIER (V.), voir BARKLA (C.-G.).
- COLSON (A.). — Particule dissoute, I, 721. — Théorie des solutions, I, 925-1016. — La dissomolécule et la formule de Van't Hoff, II, 53. — Cas du peroxyde d'azote, II, 218. — Singularités de certaines vérifications en chimie physique, II, 398. — Loi d'action de masse, II, 573, 577, 1013. — Existence de quatre acides tartriques, II, 661.
- COMPTON (K.-T.). — Mobilité des électrons, II, 485.
- COOKE (H.-L.), voir RICHARDSON (O.-W.).
- CORBINO (O.). — Résistance des fils métalliques fins rendus incandescents par du courant alternatif, I, 514. — Effets électromagnétiques dus à la distorsion de la trajectoire des ions, I, 701. — Phénomène de Hall, I, 963.
- CORNEC (E.). — Cryoscopie d'acides minéraux et de phénols, I, 772.
- CORNISH. — Solutions de savons, I, 521.
- COSSERAT. — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- COSRE (M.). — Métallographie du système or-tellure, I, 392.
- COT et COURTIER, voir DE VANSAY.
- COTTER (J.-R.). — Trisaction de l'angle, II, 582.
- COTTON (A.). — Appareils interférentiels à pénombres, I, 136. — Dichroïsme circulaire et dispersion rotatoire, I, 767. — Vitesses radiales du Soleil, I, 775. — Mesures du phénomène de Zeeman, II, 97.
- COTTON (A.) et MOUTON (H.). — Biréfringence des liquides purs, I, 5. — Biréfringence magnétique et constitution chimique, II, 393.
- COURMONT (J.) et NOGIER (C.). — Lampes en quartz à vapeur de mercure, I, 587.
- COURTIER et COT, voir DE VANSAY.
- CRANDALL (I.-B.), voir THROWBRIDGE (L.-A.).
- CRÉMIEU (V.), voir DANNE (J.).
- CROSBY-CHAPMANN (J.). — Émission par les vapeurs d'un faisceau homogène de rayons secondaires de Röntgen, I, 399.
- CROZE (F.). — Second spectre de l'hydrogène dans l'extrême rouge, I, 582. — Spectre du pôle négatif de l'oxygène, I, 923. — Phénomène de Zeeman, II, 571.
- CROZE (F.) et DEMETRESQ (G.). — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- CURIE M^{me}. — Mesures en radioactivité et étalon du radium, II, 795.
- CUTHBERTSON (C.). — Constantes des gaz inertes, I, 144.

- DAGHLIAN et MORGAN, voir LIVINGSTON.
- DANNE (J.) et CRÉMIEU (V.). — Emanation du radium dégagée par l'une des sources de Colombières-sur-Orb, I, 1020.
- DANTONY E.), voir VERMOREL (V.).
- DANYSZ (J.). — Rayons β de la famille du radium, I, 772 ; II, 52, 575.
- DANYSZ (J.) et DUANE (W.). — Charges transportées par les rayons α et β . II, 845.
- DARWIN. — Mouvement diurne sur la haute atmosphère, II, 918.
- DARWIN (C.-G.). — Théorie de l'absorption et de la dispersion des rayons α . II, 764.
- DAUTRICHE, voir TAFFANEL.
- DAUZÈRE (C.). — Tourbillons cellulaires. II, 472. — Effet de la température sur les tourbillons cellulaires. II, 760.
- DAVIDTS. — Dilatation des solutions aqueuses des sels, II, 693.
- DAVIES (H.). — Dilatation des liquides et leurs températures critiques, II, 917. — Loi du diamètre rectiligne, II, 1024.
- DAVIS. — Influence stéréochimique aux points de vue statistique et dynamique, II, 607.
- DAVIS, voir BAIN.
- DAVISSON (G.-J.). — Thermo-ions positifs dans les sels alcalino-terreux, II, 231.
- DAY (A.) et SOSMAN (R.). — Mesures des températures élevées, II, 727, 831, 899.
- D'AZAMBUJA (L.), voir DESLANDRES (H.).
- DEBYE (P.). — Théorie cinétique des isolants, II, 253, 419.
- DÉCOMBE (L.). — Définition de l'entropie et de la température, I, 134. — Chaleur non compensée, I, 219, 359, 481. — Chaleur de Siemens, I, 589 ; II, 125, 181. — Théorie des diélectriques. II, 215.
- DELAGE (Y.). — Bathyrhénomètre enregistreur, II, 471.
- DELVALEZ (J.). — Figuration des lignes équipotentielles dans un électrolyseur, II, 125.
- DEMBER (H.). — Effet ionisant des radiations solaires ultra-violettes, II, 238.
- DEMETRESCQ (G.), voir CROZE.
- DESLANDRES (H.). — Mouvement des couches atmosphériques solaires, I, 215. — Protubérances solaires. I, 578, 767. — Ionisation des gaz solaires, I, 658. — Tourbillons cellulaires. II, 472. — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 475. — Etoiles temporaires. II, 568. — Protubérances solaires. II, 847, 1013.
- DESLANDRES (H.) et BURSON (V.). — Mouvements des protubérances solaires, I, 480.
- DESLANDRES (H.) et D'AZAMBUJA L. — Vitesse de rotation des filaments noirs dans les couches supérieures de l'atmosphère solaire, I, 774.
- DESSACER. — Bobines et tubes de Röntgen, I, 166.
- DEUSS, voir SCHREINEMAKERS.
- DEVAUX (H.). — Lames d'huile étendues sur l'eau, II, 699. — Fixation des figures d'évolution de l'huile, II, 891.
- DEVAUX-CHARBONNEL. — Mesure de l'affaiblissement et de la caractéristique des lignes téléphoniques, I, 393.
- DIECKMANN (M.). — Indicateur thermique de résonance, II, 342. — Armature pour électromètre. II, 591.
- DIENERT (F.). — Dosage des éléments de l'eau, II, 657.
- DIENERT (F.) et GUILLERD (A.). — Dosage des éléments de l'eau, II, 576.
- DIERCKS (H.). — Eclat du ciel, II, 794.
- DIETERICI (C.). — Théorie de l'équation d'état, I, 681.
- DITTO (R. C.), voir RICHARDSON O.-W. .
- DONALDSON (H.). — Spectres des gaz donnés par la décharge annulaire, I, 1025.
- DONALDSON et STREAD (G.). — Problème de la rotation uniforme traité par le principe de la relativité, I, 312.
- DONDER (Th. de). — Mouvement des électrons dans un champ électromagnétique, II, 660.
- DOUXAMI (H.). — Tremblement de terre du 16 novembre 1911, II, 54.
- DRECO, voir FÉRY Ch. .
- DRIENCOURT, voir CLAUDE.
- DRIENCOURT, voir CLAUDE et FERRIL.
- DROIT (L.-G.). — Opacité aux rayons X de tissus chargés de sels de plomb, II, 1012.
- DRUCKER et KASSEL. — Fluidité des mélanges binaires, I, 711.
- DRYSDALE Ch. . — Emploi du potenti-

- mètre pour circuits à courants alternatifs, I, 83.
- DUANE (W.). — Masse des ions gazeux, I, 772.
- DUBOIS (R.). — Lumière physiologique, II, 475.
- DUBRISAY (R.). — Equilibres chimiques en solutions, II, 53, 221.
- DUCHESNE (capitaine). — Stabilité d'un aéroplane, I, 480. — Tourne-sol, II, 574.
- DUCLAUX (J.). — Dilatation et état physique de l'eau, I, 105. — Catalyse, I, 478. — Constitution de l'eau, I, 577; II, 603. — Absorption des gaz par les corps poreux, II, 58. — Coagulation, II, 573.
- DUCLAUX (J.) et WOLLMANN (M^{me} E.). — Pression osmotique des colloïdes, I, 583. — Couleur et constitution de l'eau, II, 263.
- DUCRETET (F.) et ROGER (E.), voir PAILLET.
- DUCRETET (F.) et ROGER (E.), voir LIORRET (H.).
- DUFOUR (A.). — Rotation dans un champ magnétique de l'arc à mercure, I, 109. — Comparaison des écarts des doublets magnétiques, I, 189.
- DUFOUR (M.). — Ophthalmoscope Gullstrand, II, 465.
- DUHEM (P.). — Quasi-ondes de choc, I, 224.
- DUNOYER (L.). — Théorie cinétique des gaz, I, 306. — Fluorescence des vapeurs des métaux alcalins, I, 771. — Fluorescence de la vapeur de sodium, II, 393. — Distillation du mercure, II, 570. — Conductibilité de la vapeur de sodium, II, 751.
- DUNSTAN (A.-E.). — Coefficient de traction visqueuse, I, 80.
- DUSSAUD. — Application des ampoules à bas voltage, I, 309, 395. — Éclairage à incandescence économique, I, 657.
- DUTOIT (P.) et WEISSE (G.-V.). — Volumétrie physico-chimique, II, 131.
- DUVAL (H.). — Réfraction moléculaire, I, 1021.
- DZIERZBICKI (J. de), voir KOWALSKI (J. de).
- DZIEWILSKI (W.). — Phénomène de Kerr, II, 681.
- EBBER (J.) et GEITEL (H.). — Effet photoélectrique sur le potassium, II, 593.
- EBERHARD (G.). — Influence mutuelle des régions contiguës d'une plaque au bromure d'argent, II, 410.
- EGINITIS (D.). — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 475. — Tremblements de terre de Céphalonie, Zante, II, 482.
- EHRENFEST (P.). — Principe de relativité, I, 695. — Principe de Le Chatelier-Braun, I, 792. — Hypothèse de l'éther, II, 514.
- EHRENHAFT (F.). — Mesure de quantités d'électricité, I, 249, 421.
- EICHENWALD (A.). — Déplacement de l'énergie dans la réflexion totale, I, 857.
- EINSTEIN (A.). — Loi d'Eötvös, I, 157. — Relation entre l'élasticité et la chaleur spécifique, I, 158, 324. — Détermination des dimensions moléculaires, I, 325. — Paradoxe d'Ehrenfest, I, 702. — Mouvement moléculaire thermique dans les corps solides, I, 782. — Propagation de la lumière, I, 938. — Loi de l'équivalent photochimique, II, 338, 673. — Vitesse de la lumière et statistique du champ de gravitation, II, 502, 674. — Théorie de la relativité, II, 947.
- EISENLOHR. — Réfraction atomique, II, 690.
- EISENREICH. — Coulombomètre à argent, I, 717.
- ELIAS (G.-J.). — Dispersion rotatoire magnétique anormale, I, 677.
- ELIAS (G.-J.), voir BOIS (H. du).
- ELLIS. — Propriétés des émulsions d'huiles, II, 606.
- ELISSAFOFF. — Influence des électrolytes sur l'électroendosmose, II, 694.
- ELSTER (J.) et GEITEL (H.). — Cellules photo-électriques à cathode de potassium colorées, I, 862. — Effet photo-électrique dans l'infra-rouge, I, 868. — Photomètre photoélectrique, II, 873. — Eclipse du 17 avril 1912, II, 874.
- ENGESSER (F.). — Résistance à la flexion de barreaux droits, I, 705.
- ENSKOG (V.). — Théorie des gaz de Maxwell, I, 243. — Théorie électronique de la dispersion et de l'absorption par les métaux, II, 674.
- ERCHIN (P.). — Dispersion et absorption du mercure et du zinc dans le spectre, II, 858.

- ESAU (A.). — Résistance et self-induction des bobines, I, 159, 321. — Amortissement des émetteurs, I, 953. — Détermination des nœuds dans les conducteurs aériens, II, 598. — Self-induction et capacité des antennes, II, 864. — Emetteurs et transmetteurs en T. S. F., II, 865.
- ESCARD (J.). — Densivolumètres, II, 314, 481. — Cratères lunaires, II, 757.
- ESCHNER DE CONINCK. — Poids moléculaire de la chaux; poids atomique du calcium, II, 126.
- ESCLANGON (P.). — Régulateur thermique, II, 214. — Orientation des équatoriaux photographiques, II, 1011.
- ESCLAVON (E.). — Régulateur rotatif, I, 432. — Intensité de la pesanteur dans le S.-O. de la France, II, 484.
- ESTANAVE. — Photographies à couleurs changeantes, I, 476. — Synthèse des couleurs complémentaires par les réseaux lignes, II, 124.
- EUCKEN (A.). — Relation entre la conductibilité calorifique des corps solides non métalliques et la température, I, 238. — Variation avec la température de la conductibilité thermique de quelques gaz, II, 153. — Conductibilité calorifique de quelques cristaux aux basses températures, II, 239.
- EULER H. et OHLSEN (H.). — Effets des rayons ultra-violet sur la saccharose, I, 1066.
- EUMORFOPOCLOS (N.). — Dilatation du mercure et du quartz, II, 917.
- EVANS (J.-E.) et ANTONOFF G.-N.). — Spectre d'absorption des vapeurs de sélénium, I, 1036.
- EVE (A.-S.). — Ionisation de l'atmosphère d'origine radioactive, I, 151. — Absorption par l'air des rayons β et du radium G, I, 673. — Nombre des sous-produits par les rayons γ et les rayons λ du radium C, I, 929. — Ionisation en vase clos, II, 931.
- EVERSHED (J.). — Vitesse angulaire de rotation d'une prééminence très résistante, I, 337.
- EVERSHEIM P.). — Mesures des longueurs d'onde dans le spectre du fer, II, 140.
- EWELL (A.-W.). — Polarisation rotatoire par torsion, II, 413.
- EYSSÉREC J.). — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 473.
- FABRY (L.). — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- FABRY (Ch.) et BUISSON H.). — Application des interférences à l'étude des nébuleuses, I, 394. — Rayonnement des lampes à vapeur de mercure, I, 662. — Etude des nébuleuses, I, 717. — Largeur des raies spectrales, II, 481. — Spectres de l'hydrogène, II, 575.
- FABRY (L.), voir ANGOT A.).
- FAJANS L.-K.). — Complexite du radium C, I, 512. — Série des produits de dégradation du radium, II, 964.
- FAJANS (L.-K.) et MALKORVER W. . — Radium C₂, I, 512. — Transformation du radium B en radium C, II, 231.
- FAJANS (L.-K.), voir MOSELEY G.-J. .
- FASSENDER H. et ИПКА E. . — Enregistrement des courbes d'oscillations électriques, II, 685.
- FATH (E.-A. . — Spectres des nébuleuses, I, 338.
- FAUCON (A.). — Pouvoir rotatoire du camphre, II, 319.
- FAUST. — Frottement interne des mélanges liquides, II, 690.
- FEIGE (A.), voir URBAIN (E. .
- FERGUSON. — Gouttes liquides suspendues, II, 400.
- FERGUSON (A.). — Constantes d'un galvanomètre rectangulaire, II, 1037.
- FERY (Ch.). — Chronomètre électrique, I, 815. — Bombe calorimétrique, II, 313, 550. — Mesure de la vitesse de la lumière, II, 1015.
- FERY Ch. et DRÉCQ M. . — Constante du rayonnement, I, 306, 551.
- FERRIE (C' . — Télégraphie sans fil, I, 178. — Mesure des longueurs d'ondes hertziennes, I, 303.
- FERRIE, voir CLAUDE et DRIENCOURT.
- FÉYTISS (M^{lle} E. . — Magnétisme de quelques sels complexes, I, 311. — Rôle de l'eau dans la constitution de quelques hydrates solides, I, 924.
- FICHOT E. . — Décalage entre la force perturbatrice et le mouvement contraint, II, 309.
- FILON. — Distribution des tensions dans une barre rectangulaire, II, 223.
- FISCHER C. . — Rayonnement des antennes, I, 426.

- FISCHER et BRIEGER. — Fer dans le sang, II, 610.
- FISCHER (P.) et LEPSIUS (R.). — Élément à matière combustible, II, 964.
- FLADE. — Passivité, I, 715.
- FLAJOLET. — Annonce des orages par la T. S. F., II, 315. — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 574.
- FLEEMING (J.-A.). — Propriétés photo-électriques de l'alliage potassium-sodium, I, 81.
- FLEISZ (C.). — Frottement dans l'inscription sur noir de fumée, I, 693.
- FLETCHER (A.-L.). — Radioactivité du granit de Leinster, I, 147. — De quelques roches ignées antarctiques, I, 596. — Quantité de radium contenue dans les roches secondaires, II, 231.
- FLETCHER (H.). — Mouvement brownien, I, 331.
- FLETCHER (H.), voir MOLLIKAN.
- FLUGEL. — Point de congélation des dissolutions aqueuses, II, 697.
- FOIX. — Construction des rayons marginaux dans les systèmes centrés, I, 896.
- FONTENAY (G. de). — Cataphotographie, I, 395.
- FORCRAND (de). — Thermo-chimie de quelques composés binaires des métaux alcalins et alcalino-terreux, I, 132. — Constantes physiques du cyclohexanol, II, 569. — Système eau-cyclohexanol, II, 750.
- FOBEL (F.-A.). — La Fata Morgana, II, 52.
- FORSYTHE (W.-E.). — Points de fusion du tantale et du tungstène, II, 126.
- FORTRAT (R.). — Structure des bandes telluriques dues à l'oxygène, II, 395. — Structure de quelques bandes, II, 478.
- FOUARD (E.). — Membranes semi-perméables, I, 305, 627. — Théorie d'Aathénus, I, 1016. — Mécanisme de l'osmose, II, 56. — Osmométrie des solutions salines, II, 269.
- FOURNIER D'ALBE (Ed.). — Ophophone, II, 963.
- FOURNIER et BOURGEOIS. — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- FOWLE (F.-E.). — Détermination de la quantité d'eau par la spectroscopie, II, 941.
- FOWLE (F.-E.), voir ABBOT (C.-G.).
- FOWLER (A.). — Comète Morehouse, II, 939.
- FRANCK (P.). — Equation du champ électromagnétique, I, 850. — Formule du rayonnement de Planck, II, 599. — Formules donnant les masses longitudinales et transversale d'un point matériel, II, 950.
- FRANCK (P.) et ROTHE (H.). — Transformation des coordonnées d'espace et de temps, I, 502. — Etablissement de la transformation de Lorentz, II, 957.
- FRANCK (J.) et WESTPHAL. — Valence dans l'ionisation des gaz, I, 981.
- FRANK (M.-L.). — Propagation de la lumière dans le champ de forces, II, 601.
- FRANK (J.) et WOOD (R.-W.). — Influence sur la fluorescence de l'iode pour les électrons, I, 316.
- FRANK (J.), voir WOOD.
- FREDENHAGEN (K.). — Emission d'électrons par le potassium et le sodium chauffés, I, 695. — Electrodes incandescentes, II, 686.
- FREIDEL (G.) et GRANDJEAN (F.). — Structure des liquides à coniques locales, I, 221.
- FRÉMONT (Ch.). — Plissement des tuyaux, II, 477.
- FREUNDLICH et POSNJEK. — Vitesse de cristallisation, II, 691.
- FREUNDLICH et RICHARDS. — Etude cinétique de la transformation des chloraldehylamines, II, 969.
- FRIC (R.). — Modifications subies par les nitrocelluloses, II, 121.
- FRIEDMANN (A.). — Recherches des surfaces isodynamiques, II, 394.
- FRIEDRICH (W.). — Distribution de l'intensité des rayons X, II, 951.
- FRIEDRICH (W.), voir KOCH (P.-P.).
- FROST (E.-B.). — Etoile du Léopard, I, 779.
- FRY. — Constitution du benzène, I, 712, 716.
- FRY (J.-D.) et TYNDALL (A.-M.). — Constante de Pito, I, 314.
- FRICHTBAUER (C.). — Conductibilité électrique de la vapeur saturée d'un métal alcalin, I, 416. — Etude des raies d'absorption, I, 863.
- FULCHER (G.-S.). — Production de la lumière par les rayons-canaux, I, 337; II, 128, 342. — Effet Stark-Doppler, II, 512, 939.

- GAILLARD (G.). — Influence de la vitesse sur le compas, I, 218.
- GALE (H.-G.) et ADAMS (W.-S.). — Spectres du fer et du titane, II, 937.
- GALISSOT (Ch.). — Absorption sélective de l'atmosphère, I, 305.
- GALISSOT (Ch.) et LUZEL (M.). — Observations photométriques de la Nova des Gémeaux, II, 571.
- GALITZINE (Prince B.). — Profondeur du foyer d'un tremblement de terre, II, 759.
- GALT (R.-H.), voir WOOD (R.-W.).
- GANS (R.). — Propriétés magnétiques du fer électrolytique, I, 956-1050. — Loi de Biot et Savart, I, 960. — Courbe de susceptibilité réversible, I, 1053 — Forme des particules ultramicroscopiques d'or, II, 507.
- GARDNER (J.). — Réception téléphonique de signaux sous-marins, I, 656.
- GARNIER (Ch.), voir JOYE (P.).
- GAUBERT (P.). — Cristaux liquides, I, 833, II, 56, 474. — Edifices héli-coïdaux, I, 924. — Polychroïsme des cristaux de sulfate de potassium colorés artificiellement, II, 914.
- GAY (J.). — Mélanges d'acide acétique avec les liquides normaux, I, 304.
- GAY (L.). — Tension d'expansibilité, I, 769, 926; II, 966. — Solution idéale, I, 872.
- GEHARD. — Blanchiment du bleu de méthylène dans le spectre visible, II, 698.
- GEHRCKE (E.), voir BAeyer (O.-V.).
- GEHRCKE (E.) et JANICKI (L.). — Franges d'interférences produites par des lames en forme de coin, II, 858.
- GEHRTS (A.). — Rayons cathodiques d'origine photoélectrique, II, 139.
- GEIGER (H.). — Transformation de l'émanation de l'actinium, I, 672.
- GEIGER (H.) et KAVARIK (A.-F.). — Nombre relatif d'ions produits par les particules β , I, 934.
- GEIGER (H.) et NUTTALL (G.-M.). — Portée des particules α et de diverses substances radioactives, I, 935. — Emission des particules α par l'uranium, II, 399. — Particules α émises par le thorium et l'actinium, II, 934.
- GEIGER (H.) et RUTHERFORD. — Enregistrement photographique des particules α , II, 936.
- GEIGER (H.), voir RUTHERFORD E.
- GEITEL (H.). — Passage d'un courant dans les fils de bismuth, II, 670.
- GEITEL (H.), voir ELSTER (J.).
- GEITEL (H.), voir EBBER (J.).
- GEIGER (L.). — Sensibilité de la méthode du miroir tournant, I, 247. — Spectrographe à réseau, II, 1046.
- GEIGER (L.) et GUTENBERG B. — Constitution interne du globe, I, 960; II, 256.
- GELBKE (M.). — Spectres d'absorption de quelques cétones, II, 869.
- GEORGISS (N.), voir BAUME G.
- GERLACH (W.). — Mesure absolue d'un rayonnement, II, 497.
- GERMANN (A.-F.-O.), voir BAUME (G.).
- GERMANN (A.-F.-O.) et CARDOSO (E.). — Pompe à mercure, II, 967.
- GIBSON (G.-E.). — Rayonnement monochromatique de la vapeur de thallium, II, 412.
- GIEBE (E.), voir GRUNEISEN (E.).
- GILL (B.). — Ionisation par choc dans l'hélium, II, 584.
- GILL E.-W.-B.). — Décharge électrique à basse pression, I, 843. — Ionisation produite par les rayons Rontgen, II, 234. — Ionisation par chocs, II, 850.
- GINNECKEN. — Élément Weston-Clark, I, 168.
- GIRARD Ed.). — Charge électrique des globules rouges du sang, II, 756.
- GIRARD (P.) et HENRI V.). — Loi d'Arrhénius, I, 1022.
- GIRARDVILLE. — Stabilisation des aéroplanes, I, 135.
- GIROUSSE. — Moyen de supprimer les troubles causés aux lignes télégraphiques par les lignes d'énergie, I, 662. — Protection des installations à courant faible, II, 54.
- GIUGANINO (L.). — Action de la translation terrestre sur les phénomènes lumineux, I, 585.
- GLASSON J.-L.). — Variation du pouvoir ionisant avec la vitesse des rayons cathodiques, I, 933.
- GLATZEL (B.). — Expérience de démonstration sur la réception de l'énergie dans le circuit du courant alternatif, I, 166. — Production des courants de

- haute fréquence, I, 498. — Paresse des cellules de sélénium, II, 156. — Machine destinée à mettre en évidence les propriétés des courants alternatifs, II, 158.
- GMELIN (P.). — Phénomène de Zeeman, I, 73.
- GOCKEL (A.). — Mesure en ballon du rayonnement pénétrant, I, 711. — Courant vertical d'électricité atmosphérique, II, 163.
- GOEBEL. — Déterminations cryoscopiques, II, 604.
- GOLBLEV (M.-H.) et M^{me} LEW (L.). — Réaction entre les acides iodhydrique et chromique, II, 967.
- GOLDHAMMER (D.-A.). — Hypothèse des *quanta*, II, 600. — Calcul des constantes optiques des métaux, II, 601.
- GOLDMANN (A.) et KALANDYK (S.). — Recherches photoélectriques sur les diélectriques solides, I, 1044.
- GOLDSCHMIDT (R.). — Conductibilité thermique des liquides, I, 696.
- GOLDSTEIN (E.). — Spectres de phosphorescence des substances aromatiques, I, 785; II, 341, 869. — Rayons-canaux dans le potassium, II, 243.
- GOLODETZ. — Distillation fractionnée de la vapeur d'eau, II, 687.
- GOOS (F.). — Spectre d'arc du fer, II, 943.
- GOUGAN (A.-G.-Mc.), voir BUMSTEAD (H.-A.).
- GOUTAL (E.), voir MAHLER (P.).
- GOUY. — Tension de vapeur d'un liquide électricité, I, 85. — Rayonnement magnéto-cathodique, I, 215. — Action intercathodique dans un champ magnétique uniforme, I, 394; II, 124, 427. — Etude de la raie D, II, 659. — Pression existant à la surface du soleil, II, 750, genre particulier de courants électriques, II, 912. — Théorie einétique des gaz ionisés, II, 1010.
- GRAMONT (A. de). — Spectres de dissociation, I, 169. — Raies ultimes et de grande sensibilité du manganèse, par nickel, cobalt, II, 755.
- GRAMONT (A. de), voir LECOQ DE BOISBAUDRAN.
- GRANDJEAN (F.), voir FRIEDEL (G.).
- GRAVE. — Passivité des métaux, II, 785.
- GRAY (J.-G.). — Propriétés magnétiques des alliages nickel-manganèse, II, 849.
- GRAY (J.-G.) et ROSS (A.-D.). — Essais magnétiques, I, 150. — Magnétisme du cuivre, II, 518.
- GREBE (L.). — Rayonnement de la lampe à arc au mercure, II, 76.
- GREENWOOD. — Courbes de tension de vapeur et chaleurs de vaporisation de métaux peu volatils, I, 714.
- GREINACHER (H.). — Mesure des rayons du radium et de Röntgen, I, 336. — Courbe de courant de l'air uniformément ionisé, II, 330. — Electromètre vibratoire, II, 511. — Radium contenu dans les eaux de source, II, 517.
- GRENET (F.) et BOULANGER (P.). — Entonneurs en porcelaine à pâte filtrante, I, 589.
- GRIEB. — Catalyse des gaz tonnants, II, 694.
- GRIFFITH (O.-W.). — Mesure de l'indice de réfraction des liquides, I, 313.
- GRIPENBERG (W.-S.). — Cellules de sélénium, II, 862.
- GRIX (W.). — Lames bimétalliques donnant de grands déplacements pour de faibles variations de température, I, 247.
- GROBER (M.-K.). — Théorie de l'amortissement des ondes hertziennes, I, 328.
- GROBER (K.) et ZOLLICH (H.). — Théorie du Barpeter, I, 1053.
- GROSS (G.), voir SCHAEFER (Cl.).
- GROTRIAN (O.). — Cylindre de fer dans le champ magnétique uniforme, I, 162; II, 78.
- GROYTHER (R.-F.). — Tensions dans une cellule sphérique pesante, I, 670.
- GRUMBACH (A.). — Théorie thermodynamique de l'adsorption, II, 283, 285. — Recherches de très faibles quantités de matière par voie électrométrique, II, 312.
- GRUMELL (E.-S.). — Vitesse de réaction et fluidité du milieu, I, 874.
- GRUNBAUM (F.). — Principe de relativité, I, 701.
- GRUNEISEN. — Théorie des corps solides monoatomiques, II, 163, 1043.
- GRUNEISEN (E.) et GIEBE (E.). — Constante diélectrique des corps solides, II, 1048.
- GRUNER (P.). — Théorie cinétique, I, 847.

- GRUNMACH (L.). — Mesure de la tension superficielle, II, 856.
- GRUSCHKE (G.). — Réfraction et dispersion de la lumière dans quelques gaz, I, 413.
- GUASCO (A.). — Toximètre, II, 755.
- GUERDIKOFF (M^{lle} V.), voir MULLER (P.-Th.).
- GUERITOT (M.). — Rapport des chaleurs spécifiques des gaz, II, 310.
- GUILCHARD (M.). — Gaz dégagés des parois des tubes de verre, I, 393. — Extraction des gaz du cuivre chauffé dans le vide, I, 663, 770.
- GUILCHARD (M.) et JOURDAIN (P.-R.). — Gaz de l'aluminium, II, 752.
- GUGANINO (L.). — Action de la translation terrestre sur les phénomènes lumineux, I, 635.
- GUILBERT (G.). — Tempête du 13 mars 1914, I, 389.
- GUILLAUME (Ch.-Ed.). — Définition des unités électriques pratiques, I, 433. — Aciers au nickel, I, 214, 579, 663. — Dilatabilité du nickel commercial, II, 315. — Capacité calorifique massique de l'eau, II, 575. — Mouvements verticaux de la tour Eiffel, II, 662.
- GUILLEMINOT (H.). — Rayons de Sagnac, I, 307. — Rendement en rayons secondaires des rayons X, I, 389. — Rayons X diffusés par les lames d'aluminium, I, 474.
- GUILLED (G.). — Voir DIENERT (F.).
- GUILLET (A.). — Trieur par synchronisation, I, 588. — Interrupteur de bobine d'induction, I, 1020. — Composition des forces électromotrices d'induction, II, 205. — Réalisation du mouvement circulaire uniforme, II, 759.
- GUILLET (A.) et AUBERT (M.). — Force qui s'exerce entre deux conducteurs électrisés. — Eclateur électrométrique, II, 750, 1014. — Attraction électrique de deux sphères conductrices, II, 1012. — Electromètre absolu, II, 990.
- GUIRGEA (E.). — Phénomène de Kerr, II, 124.
- GUMMICH (E.) et RAGOWSKI (W.). — Perméabilité du fer, I, 234.
- GUNTZ (A.) et J. MINGUIN. — Action des radiations ultra-violettes, I, 222.
- GUTENBERG (B.), voir GEIGER (L.).
- GUTTON (C.). — Comparaison des vitesses de propagation de la lumière et des ondes électromagnétiques, I, 308, 1023, II, 34. — Vitesse de la lumière dans les milieux réfringents, I, 474; II, 496.
- GUYE (Ch.-Ed.). — Frottement intérieur des solides, II, 620.
- GUYE (Ph. A.). — Complexité moléculaire dans l'état liquide, II, 129. — Poids atomique de l'argent, II, 604. — Laboratoire de chimie physique, II, 604. — Loi d'action de masse, II, 751.
- GUYE (Ph.-A.) KOVACS (G.) et WOURTZEL (E.). — Poids normal du litre d'air, II, 573. — Densité de l'air atmosphérique, II, 963.
- GUYON (E.). — Tables de navigation, I, 653.
- GUYOT (J.). — Différence de potentiel de contact, I, 1020.
- GYOSO ZEMPLEN. — Frottement intérieur des gaz, II, 499.
- HABER (F.). — Emission d'électrons dans les réactions chimiques, II, 147.
- HABER (F.) et JUST (G.). — Rayonnement électrique dans les réactions chimiques, I, 1041.
- HABER et ZAWADZKI. — Polarisabilité des électrodes solides, II, 426.
- HACKSPILL (L.). — Densité, coefficient de dilatation et variation de volume à la fusion des métaux alcalins, I, 217. — Tension de vapeur des métaux alcalins, II, 396.
- HACKSPILL (L.) et BOSSUET (R.). — Température de l'attaque de l'eau par les métaux alcalins, I, 392.
- HACKSPILL, voir BRONIEWSKI.
- HADAMARD (J.). — Mouvement d'une sphère liquide dans un liquide visqueux, I, 587.
- HAGEN (J.-G.). — Estimation des courants, I, 1036.
- HÄGGELUND (E.). — Hydrolyse dans les solutions alcooliques, II, 966.
- HAHMANN (P.). — Formation des dunes de sable, II, 930.
- HAHN (O.), voir BABYER O. V.
- HAHN (O.), voir BABYER (O.) et MEITNER (L.).
- HAHN (O.) et MEITNER (L.). — Distribution des rayons β entre les produits

- du dépôt actif du thorium, II, 516.
- MAHN (O.), MEYER (S.) et SCHWEIDLER (E. van). — Commission internationale du radium, II, 686.
- HALBAN (V.). — Cinétique des sels ammoniacaux, II, 419.
- HALE (G.-E.) et ADAMS (W.-E.). — Photographie du spectre éclair en dehors d'une éclipse, I, 260.
- HAMMER (W.). — Vitesse des rayons canaux de l'hydrogène, II, 156. — Nouvelle forme de fontactoscope, II, 963.
- HAMY (M.). — Flexion astronomique des cercles méridiens, II, 308. — Régulateur de température, II, 478. — Spectroscope à collimateur et à lunettes fixes, II, 875. — Dispositif d'arc au fer, II, 913.
- HANNOVER. — Métaux poreux, II, 577.
- HANRIOT. — Adhésivité, I, 222, 311. — Dureté, II, 1012. — Ecouissage, II, 1016.
- HANSEN. — Abaissements de température des vapeurs à poids moléculaires élevés aux faibles pressions, I, 719.
- HANSEN (H.-M.), voir VOIGT (W.).
- HANTZSCH et VOIGT. — Spectre d'absorption des combinaisons nitrées dans l'ultra-violet, II, 697.
- HARTENBERG (H. van). — Liquides cristallins, I, 958.
- HARTMANN (L.). — Déformation permanente dans les métaux soumis à l'extension, I, 394, 473, 478; II, 309.
- HARTMANN-KEMPF (R.). — Corps sonores accordés, I, 943.
- HARTUNG. — Molécules des sels dans le phénol, I, 720.
- HASENHÖRL (F.). — Théorie mécanique de la chaleur, II, 414.
- HAUSER (F.). — Effets des champs électrique et magnétique sur la charge spontanée du polonium, I, 699. — Résistance de Bronson, I, 955. — Vitesse initiale des rayons δ , II, 962, 963.
- HAUSRATH (H.). — Représentation des courbes périodiques de haute fréquence à l'aide d'un tube de Braun, II, 159.
- HAUSSER (W.), voir RAMSAUER.
- HAVELOCK (I.-H.). — Déplacement des raies spectrales sous l'influence de la pression. II, 945.
- HAZARD, voir BARUS (G.).
- HEAPS (C.-W.). — Action du champ électrique sur les résistances métalliques, II, 62.
- HEAPS (C.-W.). — Voir ADAMS (E.-P.).
- HEIM, voir CHÈNEVEAU.
- HEINDLHOFER (K.). — Mesure absolue de l'intensité du son, II, 325.
- HELBRONNER (A.). — Voir HENRI (V.).
- HEMSALECH (G.-A.). — Spectre de lignes de l'air, I, 395, 579. — Soufflage de l'étincelle, I, 473. — Vitesse de projection des vapeurs lumineuses dans l'étincelle, II, 316, 395.
- HENNING (F.), voir HOLBORN (L.).
- HENRI (V.). — Action des rayons ultra-violet, I, 304. — Rayonnement ultra-violet des lampes à vapeur de mercure en quartz, I, 769.
- HENRI (M. et M^{me} V.). — Excitabilité des organismes par les rayons ultra-violet, II, 658, 756, 761.
- HENRI (V.), voir BIELECKI (J.).
- HENRI (V.), voir BIERRY (L.).
- HENRI (V.), voir GIRARD (P.).
- HENRI (V.), HELBRONNER (A.) et RECKLINGHAUSEN (M. de). — Lampe à rayonnement ultra-violet, II, 1016.
- HENRI (V.) et LIFCHITZ (S.). — Mouvements browniens, I, 389.
- HENRI (V.) et RANC (A.). — Décomposition de la glycérine par les rayons ultra-violet, II, 482.
- HENRI (V.) et WURNSER (R.). — Rayons ultra-violet, II, 846.
- HENRIOT (E.). — Rayons des métaux alcalins, I, 391. — Rayonnement du rubidium, I, 577.
- HENRIOT (M.) et RAOULT (F.). — Coefficients d'aimantation de l'or, I, 664.
- HENRY (A.). — Masse des molécules liquides, II, 396.
- HENSE (W.), voir SCHEEL (K.).
- HENSEL (E.). — Diffusion des ions, II, 791.
- HERMANN (L.). — Ions de combinaison, II, 326.
- HERSCHFINKEL. — Action de l'émanation du radium sur les sels de thorium, I, 768.
- HERTZ (P.). — Relation entre la conductibilité et la concentration des électrolytes binaires normaux, II, 141.
- HERWEG (J.). — Décharge par effluves, II, 791.

- HERXHEIMER (F.). — Diffusion de la lumière par les milieux troubles, II, 1056.
- HERZFELD (K.-F.). — Portée des particules α , II, 791.
- HESS (H.). — Plasticité de glace, II, 69.
- HESS (W.-F.). — Absorption des rayons par l'atmosphère, II, 161.
- HEURUNG (A.). — Effets magnéto-optiques dans le chlore de l'iode, I, 945. II, 406.
- HEUSLER (F.) et TAKE (E.). — Alliages de Heusler, II, 1030.
- HEVESY (G. v.). — Emanation de l'actinium dans les minéraux contenant de l'actinium, II, 157. — Electrochimie des corps radioactifs, II, 494. 870.
- HEVESY, voir LORENZ.
- HEYDWEILER (A.). — Tension superficielle, I, 254. — Propriétés physiques des solutions, II, 337.
- HEYL (P.-R.). — Dispersion apparente de la lumière dans l'espace, I, 77.
- HILDITCH. — Symétrie moléculaire, I, 1064.
- HINRICHS (G.-D.). — Poids atomique des éléments dominants, I. — Poids atomiques de l'argent, II, 216. — Poids atomiques, II, 480.
- HIRNIAK. — Réactions périodiques, I, 167.
- HOFBAUER. — Calcul de la pression de saturation de la vapeur d'eau, II, 973.
- HOFFMANN (G.). — Expériences sur le courant alternatif, II, 246. — Electromètre de haute sensibilité, II, 684.
- HOLBORN (L.) et HENNING F.). — Comparaison du thermomètre à résistance de platine et des thermomètres à azote, etc., I, 688.
- HOLDERER (M.). — Arrêt des diastases par filtration, II, 756.
- HOLMBERG. — Catalyse par les cations, II, 691.
- HOORWEG (J.-L.). — Perception des lumières brèves, II, 177.
- HORTON (F.). — Origine des spectres, I, 671.
- HOULLEVIGUE (L.). — Rayonnement émis à l'intérieur des lampes à incandescence, I, 479, 657; II, 481, 523.
- HOUSTON R.-A.). — Amortissement d'ondes liquides, I, 80. — Magnéto-
- triction, I, 140. — Etalon de quantité de lumière, I, 957. — Relation entre la tension et la torsion, I, 1026.
- HUBERT (H.). — Pluies et orages au Soudan, I, 638. — Courants aériens en Afrique occidentale, II, 913.
- HUDSON H.-P.). — Trisection de l'angle, II, 382.
- HUGHES A.-LI. — Effets photoélectriques de quelques composés.
- HULETT. — Sulfate de mercure comme dépolarisant, I, 1063.
- HUMPHREYS (W.-J.). — Rayonnement de l'air sec, I, 76. — Déplacement des raies spectrales sous la pression, II, 944. — Lumière de la Terre, II, 945.
- HUNTINGTON E.-W.). — Principe de relativité, II, 487.
- HUPKA (E.). — Potentiel descriptif entre sphères, I, 1040.
- HUPKA (E.), voir FASSBENDER H. .
- HUTH, voir VORLANDER.
- HYDE (E.-P.). — Disque tournant pour fente des spectrophotomètres, II, 943.
- IDRAC (P.), voir BASLER (J. .
- IGNATOWSKY W. von. — Principe de Relativité, I, 245. 696, 697, 869. — Reflexion totale, II, 584.
- IGNATOWSKI H. von) et OERTINGER E. — Reflexion totale, II, 584.
- INIGUEZ. — Spectre de la comète de Brooks, I, 1015. — De l'Etoile nouvelle des Gémeaux, II, 471. — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- INOYE, voir SYDBERG.
- ISAKOW (I.). — Indicateur thermique de résonance, II, 168.
- IVANOW K. — Emission des raies D par différents composés du sodium, II, 1054.
- IVES (E.). — Photométrie des lumières de différentes couleurs, II, 776; 1032.
- IVES (J.-E.). — Fonctionnement des antennes à grande résistance, I, 427. — Vibrations d'une corde élastique, I, 593.
- IVES J.-E.) et MAUCHLEY S.-J. — Inducteur terrestre, I, 400.
- IVES H. et ZUCKIENH M. — Phosphorescence de sulfure de zinc, I, 1032.
- JABLEZYNSKI K. et PRZYBYLSKI S. — Réaction entre liquides et gaz, II, 960.
- JACK (R.). — Phénomène de Zeeman, I, 73.

- JACOB (Ch.). — Frottement de glissement, II, 500.
- JAFFÉ (G.). — Courant de saturation d'origine électrolytique, I, 941. — Théorie électronique des métaux, II, 411.
- JÄNECKE. — Couples de sels réciproques, II, 970.
- JANET (P.), LAPORTE (F.) et JOUAUST (R.). — Force électromotrice de l'élément Weston normal, I, 925.
- JANICKI (L.). — Structure de la raie du mercure λ 5461, II, 858.
- JANICKI (L.) voir GEHRCKE (E.).
- JAN KROO. — Théorie statique électronique des diélectriques, II, 324.
- JARKOWSKI (W.). — Loi approximative de la montée d'un aéroplane, I, 767.
- JAUBERT DE BEAUJEU, voir CHASPOUL.
- JEGOU (P.). — Résonance secondaire dans les récepteurs de T. S. F. II, 221. — Captation des ondes hertziennes, II, 4014.
- JELLINER. — Dissociation des électrolytes ternaires, I, 523.
- JENSEN, voir BUSCH.
- JOB (P.) et BOLL (M.). — Hydrolyse photochimique, II, 4015.
- JOB (P.), voir BOLL (M.).
- JOFFÉ (A.). — Constitution atomique de l'électricité, I, 422. — Champ magnétique des rayons cathodiques, I, 508.
- JOHANSSON. — Vitesse de réaction dans l'action de différentes bases, II, 698.
- JOLIBOIS (P.). — Point de fusion de l'arsenic, I, 594.
- JOLY (J.). — Détermination de la quantité de radium renfermée dans les roches, I, 669. — L'âge de la Terre, I, 835. — Radioactivité des roches du tunnel de Saint-Gothard, II, 916. — Radioactivité des matériaux à la surface terrestre, II, 1029.
- JOLY (M.). — Transformateurs statiques de fréquence, I, 310. — Tripleur statique de fréquence, 391.
- JONES (E.-T. et ROBERTS (D.-E.). — Bobine d'induction, I, 4024.
- JONES (H.-C.). — Théorie des solvates, I, 874; II, 580.
- JORDAN F.-W.). — Mesure directe de l'effet Peltier, I, 399.
- JORISSEN (W.-P.) et SIEWERTSZ van RESEMA (N.-H.). — Extinction des flammes, I, 4058.
- JORISSEN (W.-P.) et WOUDESTRA (H.-V.). — Action du radium sur les colloïdes, I, 1059.
- JOSEPH. — Action du brome sur l'acide formique, I, 521.
- JOUAUST (R.). — Longueur d'onde en télégraphie sans fil, II, 645.
- JOUAUST (R.), voir JANET (P.).
- JOUGUET. — Points indifférents des systèmes chimiques, I, 773. — Loi adiabatique dynamique dans le mouvement des fils, I, 1016. — Accélération de sondes de choc dans les fils, I, 1021. — Vitesse et accélération des ondes de choc, II, 52.
- JOUNIAUX. — Cryoscopie du camphre, II, 577.
- JOURDAIN (P.-R.), voir GUICHARD (M.).
- JOYE (P.) et GARNIER (Ch.). — Composés du néodyme, II, 223.
- JULIUS (W.-H.). — Absorption sélective et diffusion anormale de la lumière, I, 515. — Raies H et B du calcium dans le spectre du disque solaire, I, 786.
- JUST (G.), voir HABER (F.).
- JUST et RANKO. — Action de l'hydrogène sur les solutions du permanganate, I, 717.
- JUTTNER (F.). — Théorie de la relativité, I, 503, 604.
- KAEMPF (F.). — Loi d'absorption de Lambert dans la fluorescéine, I, 955. — Courants de saturation dans le sélénium, II, 862.
- KALANDYK (S.), voir GOLDMANN (S.).
- KARMAN. — Frottement interne de divers liquides, I, 425.
- KARMAN (Th. v.) et RUBACK. — Mécanisme de la résistance des liquides et de l'air, II, 250.
- KARMAN, voir BORN.
- KASSEL, voir DRUCKER.
- KAUFMANN (W.) et MEIER (W.). — Fer électrolytique, I, 706.
- KAVARIK (A.-F.), voir GEIGER (H.).
- KAYSER (H.). — Spectroscopie de l'oxygène, I, 320, 519.
- KEANE (T.), voir ANDERSON (A.).
- KEEHAN (L.-W.-Mc.). — Limite de chute des petites boules dans l'air, I, 953.
- KEENETT-MEES (C.-E.). — Diamètre de l'image photographique d'un point I, 339.

- KESOM (W.-H.)**. — Opalescence d'un corps dans le voisinage de son point critique, I, 779.
- KEMP (J.-G.)**, voir **KUNZ (J.)**.
- KENNARD (E.-A.)**. — Induction unipolaire, II, 772.
- KERNBAUM (M.)**. — Décomposition de l'eau par les métaux, I, 586.
- KIEBITZ (F.)**. — Eclipse du 17 avril 1912, II, 868.
- KILCHING (K.)**, voir **KOENISBERGER (J.)**.
- KILPI**. — Vitesse d'hydrolyse des éthéramides, II, 1058.
- KING (A.-S.)**. — Phénomène de Zeeman, I, 75. — Effets de la pression sur les spectres du four électrique, I, 845. — Raies du fer et du titane, I, 1035; II, 960.
- KINOSHITA**, **NISHIKAWA** et **S. ONO**. — Proportion des produits radioactifs dans l'atmosphère, II, 60.
- KIRSCHNER**. — Monohydrate de chlorure de baryum, I, 521. — Dimorphisme de l'acide oléique, II, 970.
- KJELLIN**. — Dissociation électrolytique, I, 791.
- KLEEMAN (R.-D.)**. — Loi de l'attraction chimique, I, 141. — Relations entre la densité, la température et la pression des corps, I, 317. — Distribution relative des molécules dans le mélange, I, 484, 933. — Vitesse d'un ion, I, 1049. — Loi d'attraction moléculaire, II, 487. — Rayon δ , II, 849. — Propriétés cinétiques d'une molécule, II, 924. — Équation d'état, II, 1021.
- KLEINER (A.)**. — Système naturel des éléments, II, 1044.
- KLEMENSIEWICZ (Z.)**. — Mise en liberté d'ions positifs par les métaux chauffés, II, 73.
- KLING (A.)**. — Influence des catalyseurs dans les déterminations de densité de vapeurs, I, 310. — Rayons positifs provenant d'une cathode de Wehnelt, II, 62.
- KNIBBS (G.-H.)**. — Physiologie climatérique, II, 928.
- KNIPP (C.-T.)**. — Purification du mercure, I, 423.
- KNOCHE (W.)**. — Mesures de l'émanation dans l'eau de mer et de l'activité induite de l'air entre la côte du Chili et l'île de Pâques, II, 592. — Activité induite dans la Cordillère bolivienne, II, 593.
- KNUDSEN (M.)**. — Ecoulement des gaz dans les tubes cylindriques, I, 848.
- KNUDSEN (M.)** et **WEBER S.** — Mouvement lent de petites boules, II, 74.
- KOCH (F.)**. — Arc générateur d'ondes, I, 328.
- KOCH (K.-R.)**. — Stéthoscope, I, 247. — Frottement extérieur des liquides, I, 780.
- KOCH (P.-P.)**. — Nombre des centres d'émission lumineuse et rapport des intensités des différents ordres d'interférence, I, 165, 423. — Mesure de la distribution de l'intensité dans les raies spectrales, I, 319. — Effet Zeeman, I, 857. — Noircissement d'une plaque photographique, II, 672. — Micraphotomètre enregistreur, II, 1.047.
- KOCH (P.-P.)** et **FRIEDRICH W.** — Dispersion anormale au voisinage des raies de l'arc au mercure, II, 151.
- KOCH P.**, voir **TCHOUGAFFE**.
- KOCK F.** — Appareil pour le relevé et la démonstration des courbes de résonance, I, 692.
- KOENIGS (G.)**. — Cycle de Joule, 477.
- KOENIGSBERGER J.** — Nombre des particules oscillantes dans les vapeurs, I, 163. — Polarisation de la lumière par les réseaux, I, 703. — Mesures physiques de l'affinité chimique, II, 153. — Continuité et réversibilité des propriétés physiques des corps, II, 508. — Absorption continue sélective dans les spectres de bandes, II, 941.
- KOENIGSBERGER J.** et **MULLER W.-J.** — Diamètre moléculaire, I, 862.
- KOENIGSBERGER J.**, **REICHENHEIM O.** et **SCHILLING K.** — Résistance de passage entre un métal et un cristal en contact suivant une surface plane, II, 460, 508.
- KOENISBERGER (J.)** et **KILCHING (K.)**. — Phénomène de Zeeman, II, 585.
- KOENISBERGER (J.)** et **KUPFFERER K.** — Absorption de la lumière par les solides et les vapeurs, II, 334.
- KOENISBERGER (J.)** et **KUTSCHEWSKI J.** — Passage des rayons-canaux à travers les gaz, II, 320.
- KOENISBERGER (J.)** et **WEISS J.** — Effets thermo-électriques et conductibilité calorifique, I, 592; II, 677.

- KOHLRAUSCH (R.-W.-F.) et SCHWEIDLER (E. V.). — Oscillation de la transformation radioactive, II, 244.
- KOLACEK (F.). — Phénomène de Zeeman, I, 74.
- KÖNIG (Walter). — Biréfringence électrique du sulfure de carbone I, 66. — Ecartement des particules ultramicroscopiques, I, 476. — Figures de Kundt, II, 161. — Expériences de démonstration sur les lois de la résistance de l'air, II, 1052.
- KÖRBER. — Conductibilité électrolytique, I, 1063. — Volumes limites des liquides au zéro absolu et sous une pression infiniment grande, II, 503.
- KOREF (F.). — Mesure des chaleurs spécifiques, I, 942. — Fréquence propre des éléments en combinaison, II, 339.
- KORN (A.). — Etat hélicoïdal de la matière électrique, I, 218. — Théorie de l'élasticité, I, 221.
- KÖRNER (K.). — Triplets de Zeeman, II, 863.
- KOSSEL (W.). — Rayonnement cathodique secondaire dans les gaz, II, 329.
- KOST (H.). — Résistances électriques élevées, II, 867.
- KOVACH (L.). — Potentiel électrique de l'iode de cyanogène, II, 972.
- KOVACS (G.), voir GUYE (Ph. A.) et WOURTZEL, II, 573.
- KOVARIK (A.-P.). — Vie moyenne de l'actinium C, I, 248. — Captation des atomes dans l'air ionisé, II, 1035.
- KOWALSKI (J. de). — Phosphorescence des combinaisons organiques, II, 152.
- KOWALSKY (J. de) et DZIERSBICKI (I. de). — Spectre de phosphorescence, I, 134.
- KÖWESKI (F.). — Effet du courant sur les cellules des plantes vivantes, II, 663.
- KRANENDIECK, voir BODENSTEIN.
- KRAPIVINE (S.). — Vitesse de formation de l'acétothiosulfate de soude, II, 967.
- KRAWETZ (T.). — Spectres d'émission et d'absorption, I, 705.
- KREBS (W.). — Polarisation de la lumière du ciel, II, 596.
- KREIDER. — Expériences de cours, II, 344.
- KROO (J.). — Loi fondamentale de la Mécanique statique, I, 680 ; II, 676.
- KRUGER (F.). — Théorie électronique de la thermo-électricité, I, 517.
- KRUGER (F.) et MOELLER. — Détermination de petites quantités d'azote, II, 954.
- KRUYT. — Equilibre solide-liquide-vapeur dans les systèmes binaires, II, 969.
- KRUYT, voir VAN GINNEKEN.
- KUENEN (J.-P.). — Relations thermodynamiques, II, 582.
- KUNDSÉN (M.). — Conductibilité calorifique moléculaire des gaz, I, 409.
- KUNZ (J.). — Hystérésis des substances ferromagnétiques, II, 678.
- KUNZ (J.) et KEMP (J.-G.). — Décharge striée dans la vapeur des métaux alcalins, II, 679.
- KUPFERER (K.), voir KOENISBERGER (J.).
- KURLHA. — Recherches quantitatives sur le partage d'un corps en deux phases, I, 714.
- KURNAKOW, voir NAGORNOU.
- KUTSCHEWSKI (J.). — Vitesse des rayons canaux, I, 331.
- KUTSCHEWSKI (J.), voir KOENISBERGER (J.).
- LAAR (Van). — Systèmes simples et non simples de thermodynamique chimique, I, 344. — Etat solide, I, 1037.
- LA BAUME-PLUVINEL (A. de). — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- LA BAUME-PLUVINEL (A. de) et BALDET (F.). — Spectre de la comète Brooks, II, 483.
- LABORATOIRE CENTRAL D'ÉLECTRICITÉ. — Communication au sujet des unités électriques, I, 131.
- LACROIX (A.). — Minéraux radio-actifs de Madagascar, I, 305.
- LACROIX (P.). — Vitesse d'attaque de la calcite, II, 848.
- LADENBURG (R.). — Propriétés absorbantes de l'hydrogène incandescent, I, 164, 165. — Dispersion anormale et rotation magnétique du plan de polarisation dans l'hydrogène au voisinage de ses raies d'émission et sur l'élargissement de ces raies, II, 586.
- LADENBURG (R.), voir BORN (M.).
- LAEMMEL (R.). — Système naturel des éléments, II, 1044.
- LAFAY (A.). — Trajectoires suivies par les éléments d'un courant d'air gêné

- par des obstacles, I, 220. — Mesure de la vitesse des courants de soufflerie, I, 309. — Phénomène de Magnus, II, 56, 125.
- LAGRULA (J.-P.) et CHRÉTIEN (H.). — Spectre de la comète Kiess, I, 773. — De la comète de Brooks, I, 1015.
- LAINÉ (E.), voir MUNTZ (A.).
- LAMB (H.). — Mouvement uniforme d'une sphère dans un fluide visqueux, I, 154.
- LAMLA (E.). — L'hydrodynamique du principe de relativité, II, 504.
- LANCIEN (A.). — Rhodium colloïdal électrique, II, 53.
- LANDAU (M.). — Action des rayons ultra-violettes sur l'acide lactique, I, 482. — Application de l'énergie lumineuse à l'analyse chimique, II, 761.
- LANDERER (J.-J.). — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- LANGEVIN (P.). — Expériences de cours (électricité), I, 460. — Comparaison des molécules gazeuse et dissoute, II, 311.
- LAPORTE (F.), voir JANET (P.).
- LAPRESLE (A.). — Distribution des pressions et des vitesses dans la région troublée autour d'une surface dans un courant d'air uniforme, II, 220.
- LAREN (S.-B. Mc.). — Equations de Hamilton, I, 144. — Radiation intégrale, II, 488.
- LAREUZ (M.). — Emission et absorption d'énergie par les électrons, I, 667.
- LARGUIER DES BANCELIS (J.). — Action de la lumière sur la solubilité des résinates colorés, II, 755.
- LARGUIER DES BANCELIS (J.), voir BIEHRY (H.).
- LA ROSA (M.). — Fusion du carbone, I, 136; II, 77. — Spectre d'un charbon chauffé électriquement, I, 233. — Théorie de la relativité, II, 1048.
- LAROSE (H.). — Problème du câble limité dans les deux sens, I, 395. — Propagation d'une discontinuité sur une ligne télégraphique, I, 579.
- LASAREFF (P.). — Décoloration des matières colorantes dans le spectre visible, II, 334, 687, 698.
- LAUE (M.). — Théorie de la relativité, I, 246, 849. — Théorie de l'expérience de Trouton et Noble, II, 590. — Théorie de l'expérience de Michelson, II, 595.
- LAURIOL (P.). — Mesure des débits des injecteurs, I, 466. — Pouvoir calorifique du gaz d'éclairage, I, 726.
- LÉAUTÉ (A.). — Irrégularités du potentiel disruptif, I, 579. — Développements exponentiels, II, 52, 121.
- LEBEAU (P.). — Poids atomique de l'uranium, II, 752.
- LEBEDEW (P.). — Ondes acoustiques courtes, I, 605. — Spectrographe pour l'infra-rouge, II, 596.
- LE BEL (J.-A.). — Echauffement des fils minces de platine, I, 135. — Inversion optique des composés organiques, I, 874. — Cosmologie rationnelle, II, 130.
- LEBEUF. — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- LE BLANC et SCHMANDL. — Cristallisation et dissolution en solution aqueuse, II, 261.
- LE BON (G.). — Transparence du quartz pour la lumière ultra-violettes, I, 659.
- LE CADET. — Manifestations électriques des orages, I, 1022.
- LE CHATELIER (H.). — Loi d'action de masse, II, 576, 1013. — Poids atomiques, II, 750.
- LECOQ DE BOISBAUDRAN. — Deshydratation des sels, I, 221.
- LECOQ DE BOISBAUDRAN et GRANVOT (A. de). — Spectre du glucinium, I, 771.
- LECORNU (L.). — Equilibrage des moteurs, II, 54.
- LEDOUX (R.). — Alliages Cu-Sn, II, 663.
- LEDUC (A.). — Décharge des condensateurs, I, 219. — Application des principes de la thermodynamique à un cas de magnétostriction, I, 391. — Travail d'aimantation, I, 480. — Détermination du rapport γ des chaleurs spécifiques C et c des vapeurs, I, 588, 660. — Détermination du rapport γ des chaleurs spécifiques des gaz, II, 1018. — Pression interne dans les gaz, I, 664. — Chaleurs spécifiques des vapeurs au voisinage immédiat de la saturation, II, 393. — Detente de la vapeur d'eau saturante, II, 662. — Densités de quelques gaz, II, 753.
- LEE (O.-J.). — Renversement des raies H, K, g du calcium, II, 128.
- LEENHARDT (C.) et BOCHARIC (A.). — Cryoscopie dans l'hyposulfite de sodium, II, 123. — Dans le sulfate de soude, II, 1015.

- LEEUW (de). — Système acétaldehyde-alcool éthylique, I, 1060.
- LEEUW (de), voir SMITS.
- LEGRAND (E.). — Résistance au choc du filament des lames métalliques, II, 217.
- LEHMANN (H.). — Analyse par luminescence, II, 249. — Spectres d'émission infra-rouge, II, 857.
- LEHMANN (O.). — Cristaux liquides, I, 674, 702; II, 598, 859. — Liquides cristallins et amorphes, II, 162.
- LEIMBACH (G.). — Pouvoir redresseur des détecteurs, I, 418. — Loi du noirissement, I, 944. — Affaiblissement de l'intensité des rayons calorifiques dans les appareils à projection, I, 957. — Perception des sons les plus brefs, II, 861.
- LEIMBACH (G.), voir LÖWY (H.).
- LEINEKUGEL LE COCQ (G.). — Câbles téléodynamiques, II, 569.
- LEISER (R.). — Biréfringence électrique des gaz, II, 50.
- LEITHÄUSER (G.). — Flammes employées comme détecteurs, II, 866.
- LELARGE. — Explosion de tube à hydrogène, II, 1019.
- LEITHAUSER (G.), voir WARBURG (E.).
- LÉMERAY (G.-M.). — Pression de radiation, I, 559. — Principe de relativité, I, 579.
- LEMOINE (G.). — Vitesse de décomposition de l'eau oxygénée, II, 661.
- LEMON (H.-B.). — Spectroscopie de l'hydrogène, II, 940.
- LENARD (P.) et SAELAND (S.). — Action photo-électrique et actino-diélectrique chez les phosphores alcalino-terreux, I, 68.
- LENNAN (Mc.). — Diffusion de l'émanation de l'actinium, II, 929. — Radiation pénétrant sur la terre et sur la mer, II, 920.
- LENNAN (J.-C.-M.) et MACALLUM (E.-N.). — Radiations pénétrantes émises par la Terre, I, 930.
- LENZ (W.). — Capacité, résistance et self-induction des bobines en courant alternatif, II, 404.
- LEPAPE (A.), voir MOUREU (Ch.).
- LEPRINCE-RINGUET (F.). — Loi de la transmission de la chaleur, I, 302. — Isolement d'un réseau alternatif, I, 478. — Diagramme des voltages d'un réseau polyphasé, II, 53.
- LEPSIUS (R.), voir FISCHER (F.).
- LESLIE (M.). — Coefficients de diffusion des émanations du thorium et de l'actinium, II, 934.
- LEVITSKY (M.). — Résonateur fermé pour la mesure de l'amortissement des oscillations électriques de courte longueur d'onde, I, 691.
- LEW M^{me} L.), voir GOLBLUM (M.-H.).
- LEWIS (C.-M.). — Surface de concentration de Gibbs, I, 84. — Pression interne d'un liquide, I, 670. — Etude de l'état liquide, II, 691.
- LEWIS (Mc. C.). — Chaleur latente de vaporisation des liquides, I, 838.
- LICHTENECKER (K.). — Capacité de l'électroscope à petites feuilles, II, 788.
- LIFCHITZ (S.). — Mouvements browniens, I, 389; II, 313, 477, 480. — Reproduction d'une courbe sonore, I, 565.
- LIFCHITZ (S.), voir HENRI (V.).
- LIMB (C.). — Compoundage des alternateurs au moyen des soupapes électrolytiques, I, 216. — Electrification par la pluie d'une antenne, II, 311.
- LINDEMANN (A.). — Appareil pour mettre en évidence les différences de phases entre courants alternatifs, II, 683.
- LINDEMANN (Ch.). — Coefficient de dilatation thermique, II, 872.
- LINDEMANN (L.). — Relation entre la température et le coefficient de dilatation, II, 415.
- LINDEMANN (F.-A.), voir CHAS (L.).
- LINDMAN (K.-F.). — Ondes électriques stationnaires dans l'air, II, 778.
- LINDSTEDT (M^{lts}), voir PÉROT (A.).
- LIORÉ (H.), DUCRETET (F.) et ROGER (E.). — Enregistrement à distance d'une transmission téléphonique, I, 580.
- LIPPMANN (G.). — Action des forces extérieures sur la tension des vapeurs saturées, I, 261.
- LIVENS (G.-H.). — Mouvement d'une sphère diélectrique possédant une charge électrique rigide, I, 834. — Phénomène de Humphreys, II, 850.
- LIVINGSTON et MORGAN. — Lois de Tate, I, 1061; II, 424. — Bain à température constante, II, 424.
- LIVINGSTON, MORGAN et DAGHLIAN. — Lois de Tate, II, 424.
- LIVINGSTON, MORGAN et SCHWARTZ. — Lois de Tate, II, 424.

- LIVINGSTON, MORGAN et THOMSEN. — Lois de Tate, II, 424.
- LOBO (C.). — Eclipse du 17 avril 1912, II, 571.
- LODGE (Sir O.). — Soupapes électriques à vide, I, 665. — Conductibilité des gaz, I, 933.
- LOISEL (J.). — Distribution de la chaleur solaire à la surface de la France, II, 126.
- LOOSER (C.). — Sensibilité de l'œil pour l'intensité lumineuse, I, 332.
- LORENTZ (H.). — Flexion des tubes courbes, II, 874.
- LORENZ. — Contribution à la théorie des ions électrolytiques, II, 689.
- LORENZ (C.). — Transmetteur de tonalité radiotélégraphique, I, 254.
- LORENZ, IVESY et WOLFF. — Brouillard métallique dans les liquides, I, 718.
- LORIA (St.). — Dispersion de la lumière dans les hydrocarbures, I, 71. — Phénomène de Kerr, II, 854.
- LORING (F.-H.). — Poids atomiques, I, 257.
- LOTHA, voir SCHARPE.
- LOTKA. — Autocatalyse, II, 974.
- LÖW. — Pesanteur et énergie moléculaire, II, 1038.
- LOWEL (P.). — Astéroïdes, II, 319.
- LÖWY (H.). — Constante diélectrique des roches, I, 941. — Méthode de Fizeau appliquée à l'exploration intérieure de la terre, II, 163.
- LÖWY (H.) et LEIMBACH (G.). — Méthode électrodynamique d'exploration du sol, II, 518.
- LUDEWIG (P.). — Télégraphie sans fil, I, 711, 869. — Mesure des courants verticaux de l'air, II, 169. — Lecture directe du degré de couplage, II, 520.
- LUDLAM (E.-B.). — Action de la lumière ultra-violettes sur le chlore, II, 580.
- LUIZET (M.). — Eclat de certaines étoiles, I, 133.
- LUIZEL (M.), voir GALISSOT (C.).
- LUMIÈRE (A. et L.) et SEYEWETZ (A.). — Développement des images photographiques après fixation, I, 663.
- LUMMER (O.) et REICHE (E.). — Théorie du microscope, II, 335.
- LUMMER (O.) et WAETZMANN (E.). — Expériences de démonstration, II, 149.
- LUMMER (O.), voir WAETZMANN (E.).
- LUNELUND (H.). — Structure de quelques raies spectrales. — Effet Zeeman, I, 320, 704.
- LUNKENHEIMER (F.). — Spectre des rayons-canaux, I, 944; II, 402.
- LUNNON (R.-G.). — Conductibilité des plaques d'aluminium, II, 530.
- LUSBY S.-G.). — Mobilité des ions positifs dans les flammes, I, 1029.
- LUSSANA. — Conductibilité électrique des solutions, I, 712; II, 969.
- LUTTIG (O.). — Phénomène de Zeeman, II, 585.
- LYMAN (T.). — Spectres de quelques gaz dans la région de Schumann, I, 341; II, 946.
- MACALLUM (E.-N.), voir LENNAN J.-G.-R.).
- MACHE et MEYER. — Etalon de radium, II, 516.
- MACKU (B.). — Amortissement des ondes hertziennes, I, 423. — Influence de l'extinction sur les mesures d'amortissement, I, 500.
- MADLUNG E. — Courbes de magnétisme, II, 517. — Forces ponderomotrices s'exerçant entre des charges électriques ponctuelles dans un milieu où se diffuse un rayonnement électromagnétique, II, 596.
- MAHLER (P.) et GOUTAL (E.). — Dosage du carbone total dans les ferro-alliages, II, 658.
- MALKOWER W.), voir FAJANS J.-K. .
- MALLIK (D.-N.). — Lignes de force dues à des charges statiques données, I, 834.
- MALOSSE H.). — Photomètre, I, 588. — Pouvoir rotatoire spécifique du camphre, I, 660. — Densité du camphre, II, 657.
- MALTEZOS (C.). — Phénomène de la foudre, II, 846.
- MANDELSTAM (L.). — Théorie du microscopie, I, 940; II, 948.
- MANLOVE L.-R.). — Théorème de Fournier, I, 834, 929.
- MARC. — Absorption par les cristaux, I, 168. — Absorption des solutions, I, 343. — Cristallisation des solutions aqueuses, II, 690.
- MARCELIN R.). — Mécanisme des phénomènes réversibles, I, 1065. — Évaporation des liquides, II, 310.
- MARCH (H.-W.). — Propagation des ondes hertziennes à la surface du globe, II, 143.

- MARCKWALD (W.). — Etalon international du radium, II, 965.
- MARMIER (L.). — Action des rayons ultra-violetes sur l'hyposulfite de sodium, II, 121.
- MARSDEN (E.) et BARATT (T.). — Particules α émises par le dépôt actif du thorium et de l'actinium, II, 322.
- MARTIN (H.). — Conducteurs métalliques de résistance très élevée, I, 326.
- MARTIN (P.). — Phénomène de Kerr, II, 1042.
- MARX (E.) et BANNEITZ (F.). — Courbes de résonance basées sur l'emploi du tube de Braun, II, 599.
- MASKELYNE (N.). — Trisection de l'angle, II, 488.
- MASSOL (G.). — Radioactivité des eaux d'Usson, II, 759.
- MASSOL (L.). — Action des rayons ultra-violetes sur l'amidon, II, 574.
- MASSOL (G.) et FAUCON (A.). — Chaleur latente de fusion de chaleur spécifique des acides gras, I, 770.
- MATHER (P.) et GOUTAL (E.). — Dosage du carbone des aciers, I, 832.
- MATHY. — Induction de deux courants circulaires, II, 987.
- MATIGNON (C.). — Equilibre du système sulfate de cadmium, gaz chlorhydrique, II, 317.
- MATTHIES (W.). — Arc au mercure, II, 333.
- MAUCHLEY (S.-J.), voir IVES (J.-E.).
- MAUDET (L.), voir PÉRARD (A.).
- MAUGUIN (C.). — Orientation des cristaux liquides par le champ magnétique, I, 586. — Cristaux liquides de O. Lehmann, II, 162, 370.
- MAURAIN (Ch.). — Aérotechnique et navigation aérienne, II, 361.
- MAURAIN (Ch.) et TOUSSAINT (A.). — Surfaces d'aéroplanes, II, 309.
- MAYER (A.). — Charge électrique des parcelles métalliques en suspension, II, 873.
- MAYOR (B.). — Déformations de certains systèmes élastiques, II, 472.
- MEIER (W.), voir KAUFMANN (W.).
- MEIGH (C.), voir ROBERTS (J.).
- MEITNER (L.). — Préparation des produits de dégradation radioactifs, II, 156. — Dégradation du dépôt actif du thorium, II, 686.
- MEITNER (L.), voir BAYER (O. v.).
- MEITNER (L.), voir HAHN (O.).
- MEITNER (L.), voir BAEYER (O. v.) et HAHN (O.).
- MENDENHALL (C.-E.). — Pouvoir émissif des cavités, I, 340.
- MENDENHALL (C.-E.), voir WATTS (O.-P.).
- MENNERET (M.). — Mouvement des liquides dans les tubes, I, 753, 797.
- MENSCHUTKIN (B.-N.). — Système propylbenzène-trichlorure d'antimoine, I, 1064. — Solubilité et points de fusion des mélanges de substances organiques, II, 130.
- MENZIES. — Détermination des poids moléculaires, I, 522. — Mesure des densités de vapeur des corps volatils, I, 524.
- MENZIES, voir SMITH.
- MERCANTON. — Quelques expériences simples, II, 248.
- MERCZYNG (H.). — Dispersion électrique de l'eau, I, 507. — Réfraction dans l'air liquide de radiations électriques, II, 237.
- MERIGAULT (E.). — Rendement d'un moteur à gaz, II, 914, 1013..
- MERTON (Th.-R.). — Calibrage des tubes capillaires fins, I, 314.
- MESERNITSKY (P.). — Décomposition de l'acide urique par le radium, II, 317.
- MESERVEY (A.-B.). — Potentiel de décharges dans les gaz, I, 401.
- MESHAM (P.), voir SADLER (C.).
- MESLIN (G.). — Pouvoir dispersif des combinaisons de prismes, I, 88, 208. — Double réfraction circulaire du chlorate de sodium, I, 586. — Vitesses des circulaires inverses dans la polarisation rotatoire, I, 657. — Emploi des prismes biréfringents pour obtenir des franges d'interférence, II, 56, 316. — Mesure des coefficients de self-induction, II, 217. — Retour inverse des rayons, II, 557. — Couples thermo-électriques, II, 1018.
- MESLIN (G.), voir BOUTARIC (A.).
- MESNAGER. — Plaques circulaires épaisses, II, 660.
- MEUNIER (J.). — Mécanisme de la flamme par la combustion convergente, I, 311. — Spectres de combustion des hydrocarbures, I, 590. — Spectre de Swan, I, 1019. — Flamme spirale,

- II, 314. — Combustion gazeuse tourbillonnaire, II, 479.
- MEYER (E.). — Oscillations de Schweidler, II, 247. — Structure des rayons λ , II, 402, 413.
- MEYER (U.). — Spectres d'émission et d'absorption, I, 964.
- MEYER, voir MACHE.
- MEYER (S.) et SCHWEIDLER (Evon), voir HAHN (O.).
- MICHAUD (F.). — Piles de gravitation, I, 123. — Variation à température constante de la tension de vapeur d'un liquide, I, 390.
- MICHELSON (A.). — Couleurs métalliques des oiseaux et des insectes, I, 406.
- MICZYNSKI (J.). — Vecteurs électriques et magnétiques mesurables, II, 954.
- MIE (G.). — Ondes très amorties, I, 1039. — Théorie de la matière, II, 327, 948.
- MILBAUER. — Catalyse, I, 1062.
- MILLER (J.-A.). — Courants coronaux, I, 596.
- MILLIKAN (R.-A.). — Méthode pour étudier l'ionisation d'un gaz, I, 251.
- MILLIKAN (R.-A.) et FLETCHER. — Charge de l'électron, I, 330. — Valence dans l'ionisation gazeuse, I, 595.
- MILLIS (J.-E.). — Relation entre la température et l'action moléculaire, I, 1016, 666.
- MILLOCHAU (G.). — Décharges électriques dans les gaz et les vapeurs, I. — Effets diélectriques dans les gaz, II, 657. — Décharges oscillantes, II, 751.
- MILNER (S.-R.). — Viriel d'un mélange d'ions, II, 486. — Étincelle oscillante, II, 1033.
- MINGUIN (J.), voir GUNTZ (A.).
- MISES. — Mesure de la fluidité, I, 960.
- MITCHELL (H.). — Rapport qu'ont entre elles les masses de substances radioactives en équilibre, I, 149.
- MITCHELL (W.-M.). — Vapeur d'eau dans les taches du soleil, I, 78. — Observations solaires récentes à Haverford, I, 78.
- MÖLLER (H.-G.). — Accroissement de résistance par les oscillations électriques des conducteurs subdivisés, II, 71.
- MOLYNEUX (J.). — Triplets normaux de Zeeman, II, 345.
- MONTESUS DE BALLORE (de). — Sismographe, I, 926. — Instabilité sismique en Bolivie, I, 1023. — Tremblements de terre, II, 317; II, 848, 913. — Courbes isoséistes, II, 574. — Activité sismique mondiale, II, 661. — Périodes de Brückner, II, 759.
- MOODY (H.-W.). — Rapport des chaleurs spécifiques et de la chaleur spécifique à pression constante, II, 514.
- MOORE (B.-E.). — Séparation des raies du thorium dans le champ magnétique, I, 259. — Des raies du calcium, I, 697. — Des raies du calcium et du strontium, I, 776.
- MORE (L.). — Théories de l'électricité, I, 225.
- MORE (L.-T.) et RIEMAN E.-G. — Rayons magnétiques, II, 831.
- MOREAU (G.). — Ionisation par rayonnement corpusculaire, I, 477. — Ionisation des vapeurs salines, I, 585.
- MORGAN, voir LIVINGSTON.
- MORGAN et DAGHLIAN, voir LIVINGSTON.
- MORGAN et SCHWARTZ, voir LIVINGSTON.
- MORGAN et THOMSEN, voir LIVINGSTON.
- MORRISON, voir ANDERSON.
- MOSELEY G.-J. et FAJANS K. — Produits radioactifs de courte vie, I, 937.
- MOULIN (M.). — Pompe à mercure, I, 60.
- MOUREU Ch. et LÉPAPE A. — Méthode spectrophotométrique du dosage du krypton, I, 308. — Du xénon, I, 926. — Rapport du krypton à l'argon dans les mélanges gazeux naturels, I, 393. — Rapport de l'argon à l'azote, I, 581. — Gaz rares des grisous, I, 1019. — Gisements d'hélium, II, 753.
- MOUTIER (A.). — Mesure de l'élasticité artérielle, II, 220.
- MULLER E.). — Couleur des particules d'argent dans les solutions d'argent colloïdal, I, 678.
- MULLER N.-L.). — Rôle des électrons interatomiques dans la catalyse et dans l'électrolyse, II, 479.
- MULLER P.-T. et CARRIERE. — Réfraction et dispersion des azotates du mercure, II, 314.
- MULLER P.-T. et M^l GUERDJIKOFF V. — Réfraction et rotation magnétique des mélanges, II, 223, 1014.

- MULLER (W.-J.), voir KOENIGSBERGER (J.).
 MULLER-URI. — Appareils de démonstration, II, 148.
 MUNTZ (A.) et LAINÉ (E.). — Proportions de CO₂ dans les régions antarctiques, II, 54.
 NAGORNOU, ZEMCUZNY et KURNAKOW. — Pression d'écoulement des mélanges isomorphes, I, 522.
 NAGORNOW et ROTINJANZ. — Chaleurs de vaporisation des liquides, II, 262.
 NATANSON (L.). — Théorie du rayonnement, I, 863.
 NEESEN (F.). — Calorimètre à éther, II, 148.
 NEKLEPAJEV (N.). — Ondes acoustiques courtes, I, 605.
 NERNST (W.). — Energie interne des corps solides, II, 66. — Propriétés des corps solides aux très basses températures, II, 152.
 NESPER (N.). — Transmetteur de tonalité radiotélégraphique, I, 254.
 NEUSCHELER (K.). — Etude des vibrations sonores à l'aide du thermomètre à résistance, I, 155.
 NICHOLSON (J.-W.). — Coefficient d'induction mutuelle, I, 81. — Diffraction des ondes électriques par une grande sphère, I, 137, 396, 397. — Nombre des électrons qui interviennent dans la conductibilité des métaux, I, 837. — Propriétés optiques des métaux fondus, I, 838. — Structure des éléments chimiques, II, 63. — Incurvation des ondes électriques autour d'une grande sphère, II, 1036.
 NICK (H.), voir SCHMIDT (H.-W.).
 NIHISAKAWA, voir KINOSHITA.
 NOGIER (C.), voir COURMONT (J.).
 NOGUES (P.). — Cinématographe, II, 754.
 NORDMANN (Ch.). — Diamètres effectifs des étoiles, I, 133.
 NORDSTROM (G.). — Principe de relativité et gravitation, II, 1036.
 NORMAND-SHAW (A.). — Suspension bifilaire, I, 835.
 NORSA (L.). — Alliages Cu — Zn, II, 753.
 NUGUES. — Sphéromètre, I, 301.
 NUSBAUMER, voir PORTEVIN.
 NUSSELT (W.). — Transmission de la chaleur dans les conduits tubulaires, I, 420.
 NUTTALL (G.-M.), voir GEIGER (H.).
 O'CONNOR (E.). — Arc de Poulsen, I, 335. — Spectre de l'arc du magnésium, II, 236.
 OCCHIALINI (A.). — Etincelles produites par une différence de potentiel, II, 346.
 ODEN (S.). — Coagulation fractionnée, II, 688.
 OETTINGER (E.). — Forces électromotrices de filtration dans les tubes capillaires de verre, II, 418.
 OGORODNIKOFF, voir TSCHUGAEFF.
 OLIVE (J.). — Mesures aérodynamiques, I, 479. — Force élastique des vapeurs saturantes, II, 214.
 ONO (S.), voir KINOSHITA.
 ORNSTEIN (L.-S.). — Thermodynamique, I, 1058.
 ORT (K.) et RIEGER (J.). — Lampe à incandescence servant de récepteur téléphonique, II, 683.
 ORTVAL (R.). — Constante diélectrique des liquides, I, 940.
 OSTWALD (W.). — Théorie des troubles critiques, II, 74. — Relation entre le coefficient des liquides et la température, II, 121.
 OTTO (W.). — Chambre noire à fentes, II, 1052.
 OWEN (E.-A.). — Résistance des fils de fer et de nickel dans des champs magnétiques puissants, I, 142.
 OWEN (G.). — Noyaux de condensation, I, 932.
 OWEN (M.). — Recherches magnétochimiques, II, 401.
 OWEN (G.-W.) et PEALING (H.). — Centres de condensation produits par l'action de la lumière sur la vapeur d'iode, I, 483.
 OVENS (G.) et ROBERTS (J.-H.-T.). — Influence des nuages sur l'ionisation, — II, 319.
 OXLEY (A.-E.). — Appareils pour produire de la lumière polarisée circulairement, I, 405.
 PAGE (L.). — Déduction des relations fondamentales de l'électrodynamique de celles de l'électrostatique, II, 1047.
 PAILLET, DUCRETET (F.) et ROGER (E.). — Désélectrisation des matières textiles, I, 305.
 PAMFIL (G.), voir BAUME (G.).
 PAPIX et ROULLY. — Gyroptère, II, 311.

- PARENTY (H.). — Compteur de vapeur, II, 120, 214.
- PARKER, voir PRING.
- PARKUST (J.-A.). — Photographie des étoiles, I, 76.
- PASCAL (P.). — Structure atomique des halogènes, I, 392. — Analyse thermique de l'hexachloréthane, II, 397.
- PASCHEN (F.). — Effet Zeeman, I, 834. — Dispersion du quartz dans l'infrarouge, I, 857. — Longueurs d'onde des raies spectrales dans l'infrarouge, I, 946. — Répartition de l'intensité dans les raies de Doppler des rayons-canaux, II, 330. — Mesure absolue d'un rayonnement, II, 497.
- PASCHEN (F.) et WOLFF (K.). — Détermination de l'équivalent mécanique de la chaleur, I, 247.
- PAULI (W.-C.). — Phosphorescence ultra-violette et infra-rouge, I, 411; II, 243. — Contrôle optique des analyses magnétochimiques, I, 638. — Phosphorescence des combinaisons de sélénium, II, 785.
- PAWLOW. — Application de la thermodynamique aux systèmes dilués, I, 713.
- PECHEUX (H.). — Résistivité et thermo-électricité du tantala, II, 53. — Poids atomiques, II, 573.
- PEDDIER (W.). — Répartition de l'énergie dans le cas des radiations, I, 928.
- PÉLABON (H.). — Résistivité des sélénures d'antimoine, I, 481. — Métallographie des systèmes sélénium-antimoine, I, 772. — Piles à sélénures, II, 573.
- PELOUS L.-A.). — Relation des phénomènes d'osmose et des effluves électriques, II, 218.
- PÉRARD (A.). — Etalon Johansson, II, 660.
- PÉRARD (A.) et MAUDET (L.). — Etalons Johansson, II, 577.
- PÉROT (A.). — Arc au mercure dans le vide, I, 609. — Spectroscope solaire, I, 639. — Principes de Doppler-Fizeau et de W. Michelson, II, 171. — Longueur d'onde de la raie solaire D, II, 218. — Raie verte de la couronne, II, 569. — Mouvement apparent des vapeurs dans l'atmosphère solaire, II, 637. — Longueurs d'ondes solaires, II, 975.
- PÉROT (A.) et LIMDSTEDT. — Longueur d'onde de la raie solaire b_2 , I, 575.
- PERRIN (J.). — Charge de l'électron, I, 477. — Grandeurs moléculaires, I, 576.
- PERRIN (J.) et BJERRUM N. — Agitation moléculaire dans les fluides visqueux, I, 582.
- PERROT (F.-L.), voir BALME (G.).
- PERROTTIN (H.). — Representation de la température en fonction de la nébulosité, II, 475.
- PETOT (A.). — Transmission des automobiles, II, 309.
- PETROWSKY (A.). — Décroissement de rayonnement self-induction et capacité d'une antenne, I, 607.
- PETROVITCH. — Phénomènes électrodynamiques et électromagnétiques, II, 281.
- PELUGER (A.). — Arc électrique, I, 930.
- PICART (L.). — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- PICK. — Frottement interne des mélanges de deux liquides, II, 260.
- PIDDUCK (F.-B.-I.), voir GILL B.
- PIGEON (L.). — Stereoscope, I, 475, 658.
- PIONCHON (J.). — Effet électrique du déplacement relatif d'un métal ou d'un électrolyte au contact, I, 639. — Dissolution du cuivre dans l'eau, II, 394.
- PIRANI (M.). — Résistance spécifique et pouvoir absorbant du tungstène aux hautes températures, II, 1050.
- PIRRET (R. et SODDY F.). — Rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux, I, 494.
- PLANCK (M.). — Energie et température, I, 345. — Theorem de Nernst et théorie des quanta, II, 415.
- PLONIKOW. — Oxydation de l'iodoforme par l'oxygène, I, 719. Photochimie, I, 1063; II, 605, 610, 693; II, 968.
- POCHHAMMER (L.). — Equation d'état pour calculs approchés, II, 406.
- POGANY (B.). — Polymrisation produite par les reseaux, I, 424.
- POHL R. et PRINGSHEIM P. — Effet photo-électrique normal et effet sélectif, I, 144.
- POINCARÉ H. — La théorie des quanta, II, 5. — Rapports de la matière et de l'éther, II, 347. — Diffraction des ondes hertziennes, II, 393.

- POKROWSKY (S.). — Loi du déplacement spectro-photométrique, I, 707. — Principe de Doppler, II, 154. — Interféromètres à pénombre, II, 154.
- POLLITZER. — Thermodynamique de l'élément Clark, II, 607.
- POLLOCK (J.-A.). — Bulles de mousse, II, 774.
- POLLOCK (J.-A.), WELLISCH (E.-M.) et RANCLAUD (A.-B.). — Rallumage de l'arc au charbon, I, 83.
- POMA (G.). — Etat des corps dissous dans l'acide sulfurique absolu, II, 963.
- POMA et TANZY. — Dissociation de l'eau, II, 689.
- POMEY. — Propagation du courant sur une ligne télégraphique, I, 476. — Ondes cylindriques périodiques, II, 203.
- PONWAY (J.-C.). — Charges des thermions produits dans l'air et l'hydrogène, II, 228.
- POOLE (H.-H.). — Quantité de chaleur dégagée par la pechblende, I, 145. — Emission des chaleurs par l'orangite, I, 929. — Conductibilité thermique des roches, II, 919.
- POPOFF (K.). — Estimation des grandeurs stellaires, II, 398.
- PORTER (A.-W.). — Viscosité des liquides, II, 485.
- PORTEVIN (A.). — Aciers au chrome, I, 661. — Influence du recuit sur les bronzes, II, 216. — Effets de la trempe sur la résistance électrique des bronzes, II, 764.
- PORTEVIN (A.) et ARNOU (G.). — Revenu des bronzes d'aluminium, II, 223.
- POSNJAK, voir FREUNDLISCH.
- POUND (V.-E.). — Rayons α du polonium, II, 579, 928.
- PRESCOTT (J.). — Rigidité de la Terre, I, 927.
- PRINGSHEIM (P.), voir POHL.
- PRING et PARKER. — Ionisation produite par le charbon à haute température, II, 229.
- PRINS. — Cristaux liquides, I, 167.
- PROKOWSKY (S.). — Interféromètre à pénombre, I, 694.
- PROZYNSKI. — Cinématographe, I, 129.
- PRUD'HOMME (M.). — Solubilité des sels difficilement solubles, II, 129.
- PRZEMYSKI (S.), voir JABLEZYNSKI.
- PRZIBRAM (K.). — Charges des fumées du phosphore, I, 252. — Charges portées par les particules de nuages, I, 424. — Charge des particules solides en suspension, II, 338. — Mobilité des ions dans les gaz, II, 789.
- PURVIS (J.-E.). — Effet Zeeman pour le chrome, I, 1038.
- QUIDOR (A.). — Microscope stéréoscopique, II, 664.
- RABIOULLE (E.). — Détermination des coordonnées géographiques, II, 222. — Latitude de l'Observatoire de Toulouse, II, 479.
- RAISH (R.). — Chutes de potentiel anodique et cathodique et potentiel de décharge dans le chlore, II, 138.
- RAMAN (C.-V.). — Mesure photométrique du facteur d'obliquité dans la diffraction I, 485. — Photographie des courbes vibratoires, I, 489. — Entretien d'oscillation, II, 920.
- RAMSAU (C.) et HAUSSER (W.). — Effet actinodélectrique chez les phosphores alcalino-terreux, I, 325.
- RAMSAUER (C.). — Influence sur les gaz de la lumière ultra-violette, II, 145. — Noyaux de condensation dans l'air, II, 918.
- RAMSAY (Sir W.). — Mesures des quantités infinitésimales de matières, I, 429. — Action de l'émanation du radium sur les sels de thorium, I, 768.
- RANC (A.). — Action des rayons ultra-violet, I, 304.
- RANC (A.), voir BERRY (H.).
- RANC (A.), voir HENRI (V.).
- RANDALL (H.-M.). — Spectres infrarouges, I, 844. — Rayons restants de la sélénite, I, 1038.
- RANKINE (A.-O.). — Relation entre la viscosité et le poids atomique des gaz inertes, I, 152.
- RANKO, voir JUST.
- RAOULT (F.), voir HENRIOT (M.).
- RATNER (S.). — Mobilité des atomes radioactifs dans les gaz, II, 763.
- RATNOWSKY (S.). — Théorie des quanta, II, 675.
- RAUSCH (H.) et TRAUBENBERG (V.). — Perte de poids des électrodes et les quantités d'électricité transportées dans les décharges électriques, II, 519.
- RAVEAU (C.). — Différence de marche

- introduite par une lame mince isotrope, I, 127. — Franges d'interférence d'une source linéaire, I, 475.
- RAVEAU et STABLO. — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- RAYLEIGH (Lord). — Vibration d'une membrane circulaire, I, 137. — Hydrodynamique, I, 223. — Théorème de Schlömilch, I, 398. — Aberration dans les milieux dispersifs, I, 668. — Figures de Chladni, I, 837. — Problèmes de conduction calorifique, I, 841. — Photographie, I, 1026. — Lois de Fresnel relatives à la réflexion, II, 401. — Photométrie de la lumière colorée, II, 851. — Films donnant des irisations, II, 1033.
- RAYMOND (G.). — Mesures photo-électriques faites à Antibes, II, 121.
- REBOUL (G.). — Conductibilité accompagnant des réactions chimiques, I, 585. — Impression photographique sur cuivre, II, 58, 663. — Actions photochimiques et phénomènes photo-électriques, II, 221.
- REBOUL (G.) et BOLLEMONT (H.-G. de). — Transport des particules, I, 388, 923. — Désagrégation des métaux, II, 539.
- RECKLINGHAUSEN (M. de), voir HENRI (V.).
- REGENER (E.). — Grandeur de la charge d'un électron, I, 253.
- REICH (M.). — Rayonnement d'une antenne, II, 408.
- REICHE (F.). — Calcul d'un phénomène simple de réfraction, I, 156. — Diffraction de la lumière sur un plan coin rectangulaire, II, 143.
- REICHE (E.), voir LUMMER (O.).
- REICHE (F.), voir SCHAEFER (G.).
- REICHENHEIM (O.), voir KOENIGSBERGER (J.) et SCHILLING (K.).
- REICHERT (K.). — Microscope fluorescent, II, 152.
- REIGER (K.). — Déformations par cisaillement dans les gaz, I, 236.
- REIGNIER (Ch.). — Temps de démarrage des moteurs à volant, II, 316.
- REIN (H.). — Transmetteur de tonalité radiotélégraphique, I, 234.
- REINDERS. — Photohaloïdes, I, 791, 1061; II, 261.
- REINGANUM (M.). — Mobilité des ions dans les gaz, I, 706, 789. — Frottement intérieur des gaz, I, 869. — Diffusion et effet photographique des rayons α , II, 135. — Action des doublets électriques, II, 676.
- REINKOBER (O.). — Absorption et réflexion des rayons infra-rouges, I, 237.
- REINSTEIN (E.). — Vibrations des membranes, I, 604.
- REIS. — Flamme à ammoniac et à oxydes d'azote, I, 715.
- REMELE (A.). — Radiations noires, II, 155.
- RENAN (H.). — Différence de longitude entre Paris et Bizerte par la T. S. F., II, 57.
- RENDALL (J.). — Solubilité du carbonate de calcium dans l'eau, II, 668.
- REY (J.), voir BLONDEL (A.).
- REYCHLER (A.). — Electrophorèse du noir de fumée, I, 1065.
- RIBAUD (G.). — Tube de Geissler à brome placé dans un champ magnétique, II, 478, 1017.
- RICCO (A.). — Protubérances solaires, II, 845.
- RICHARDS, voir FREUNDLICH.
- RICHARDSON O.-W. — Ions positifs par les sels chauffés, I, 1032. — Théorie électronique de la matière, II, 430. — Effet photoélectrique, II, 1030. — Théorie électronique de l'effet thermoélectrique et de l'effet thermoionique, II, 1036.
- RICHARDSON O.-W. et COOKE H.-L. — Chaleur dégagée par l'absorption d'électrons par les métaux, I, 398.
- RICHARDSON (O.-W.) et DITTO R.-C. — Diffusion du néon à travers le quartz chaud, I, 1024.
- RICHARZ (F.). — Magnétisme des alliages, I, 243.
- RIECKE (E.). — Piezoélectricité de la tourmaline, II, 516.
- RIEGER (J.), voir ORT (K.).
- RIEMAN E.-G., voir MORE L.-T.).
- RIES (Ch.). — Sensibilité du sélénium pour la lumière, I, 697, 707. — Influence de la tension du courant sur la conductibilité du sélénium, II, 138. — Effet de tension des corps sensibles à la lumière, II, 785.
- RIEY (L.). — Force électromotrice produite par écoulement, I, 575; II, 480. — Différence de potentiel au contact du verre et d'un électrolyte, II, 572.

- RIGHT (A.). — Action ionisante du champ magnétique, I, 216. — Potentiel de décharge dans le champ magnétique, I, 858. — Influence du champ magnétique sur l'intensité du courant dans l'air raréfié, I, 962. — Rayons magnétiques, I, 962. — Étincelles dans l'air raréfié et sous l'action d'un champ magnétique, II, 123. — Rotations produites par le champ magnétique dans l'air ionisé, II, 222. — Décharge par étincelles dans un gaz raréfié, II, 252.
- RIBL (W.). — Arc musical, I, 1046.
- RIJN VAN ALKEMADE (A.-C. van). — Théorie de la relativité, II, 855.
- RIMBACH et VOLK. — Mesures polarimétriques d'avidité faites sur des bases faibles, I, 1062.
- RIMBACH et WEITZEL. — Coefficient de température de la conductibilité de quelques électrolytes, II, 693.
- RISCO (M.). — Triplets de Zeeman, II, 257.
- RITZ (Walter). — Vibrations transversales d'une plaque, I, 66.
- ROBERTS (J.-H.-T.). — Transpiration des gaz à travers des tubes, II, 232. — Vibrations transversales d'une corde, II, 667.
- ROBERTS (J.-H.-T.), voir OWENS (G.).
- ROBERTS (J.) et MEIGH (C.). — Instabilité de jets gazeux, II, 398.
- ROBERTS (D.-E.), voir JONES (E.-T.).
- ROBIN (F.). — Hauteur du son dans les alliages, I, 923. — Diapason invariable, I, 298. — Cristallisation par recuit des métaux écrouis, II, 913.
- ROBINSON (J.). — Figures formées par les poussières sous l'influence de la décharge, I, 230, 694. — Fatigue dans l'effet photoélectrique, II, 230. — Propriétés photoélectriques des plaques métalliques minces, II, 511.
- ROBITZCH (M.). — Rapport des chaleurs spécifiques, II, 854.
- ROESNER (F.). — Périodes des ondes de tremblements de terre, II, 258.
- ROGER (E.) et DUCRETET (F.), voir LIORÉ (H.).
- ROGER (E.) et DUCRETET (F.), voir PAILLET.
- ROGOWSKI (W.), voir GUMLICH (E.).
- ROHMANN (H.). — Mesure des variations de capacité au moyen des oscillations électriques, I, 510. — Excitation par choc, I, 864. — Courants redressés, II, 953.
- ROHN (M.). — Fluorescence, II, 833.
- ROHRS (F.). — Réfraction et volume moléculaire, II, 325.
- RONSTED. — Formation du chlorure double d'ammonium et de plomb, I, 790.
- ROOP (W.-P.). — Perméabilité magnétique des gaz, I, 242.
- ROSCHESTWENSKY (D.). — Dispersion anormale dans la vapeur de sodium, II, 946.
- ROSENSTIEHL (A.). — Cohésion et pression osmotique, I, 52. — Eau polymérisée et eau de cristallisation, I, 288, 307. — Force osmotique, I, 482. — Harmonie des couleurs, I, 925.
- ROSENTHAL (E.). — Tremblement de terre des 3-4 janvier, 1911, I, 709.
- ROSENTHALER. — Catalyseurs, I, 523.
- ROSHANSKY (D.). — Décharge d'un condensateur, I, 1039. — Effet d'extinction de l'étincelle dans les circuits oscillants couplés, II, 1055.
- ROSS (A.-D.). — Alliages magnétiques, I, 117.
- ROSS (A.-D.), voir GRAY (J.-G.).
- ROSSI (R.). — Déplacement des raies spectrales par la pression, I, 402. — Pression sur le spectre d'arc du vanadium, I, 845. — Élargissement des raies de l'hydrogène, I, 1037. — Relation entre les volumes atomiques et les spectres des éléments, II, 65. — Raies spectrales près des pôles d'un arc métallique, II, 945.
- ROTH. — Cryoscopie, II, 697.
- ROTHER (H.), voir FRANCK (P.).
- ROTHÉ (E.). — Réception des radiotélégrammes météorologiques, II, 215. — Tremblement de terre du 16 novembre 1911, II, 54.
- ROTHÉ (E.) et TURPAIN (A.). — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 574.
- ROTHER (F.). — Passage de l'électricité entre des conducteurs très rapprochés, I, 789.
- ROTIJAZ, voir NAGORNOW.
- ROTTGARDT (K.). — Transformateurs de résonance, I, 865; II, 167.
- ROUSSY (B.). — Mesure de la surface du corps de l'homme, I, 665.
- ROUX (J.). — Charge de l'électron, I, 477.
- ROY (L.). — Mouvement des fils flexibles,

- I, 305, 479, 587. — Mouvement des membranes flexibles, II, 54, 316. — Equations générales des membranes flexibles, II, 123. — Mouvement des fils, II, 480.
- ROYDS (T.). — Pouvoir réflecteur des noirs de fumée et de platine, I, 142.
- RUBACK (H.), voir KARMAN (Th. v.).
- RUBENS (H.) et BAEYER (O. von). — Radiations de très grande longueur d'onde, I, 493.
- RUBENS (H.) et WARTENBERG (H. von). — Absorption des rayons de grandes longueurs d'onde dans quelques gaz, II, 161.
- RUBENS (H.) et WOOD (R.-W.). — Rayons calorifiques de grande longueur d'onde, I, 224.
- RUBENS (H.), voir DU BOIS (H.).
- RUDGE (D.). — Électrisation de l'atmosphère, II, 918.
- RUFF (O.). — Transparence lumineuse des mélanges de plusieurs substances absorbantes, I, 343.
- RUMELIN (G.). — Electromètre à quadrants, I, 695. — Arcs métalliques dans le vide, II, 524.
- RUMPELT (H.). — Double réfraction dans les couches métalliques, I, 69.
- RUNGE (J.), voir SOMMERFELD (A.).
- RUSSEL (A.). — Mesures des chaleurs spécifiques aux basses températures, II, 249. — Volatilisation du radium C, II, 775.
- RUSSEL (A.) et SODDY (F.). — Rayons γ du thorium et de l'actinium, I, 146.
- RUSSENBERGER (J.-H.). — Capillarité, I, 661.
- RUTHERFORD (E.). — Dispersion des particules α et β par la matière, I, 486. — Origine des rayons β et γ des substances radioactives, II, 1026.
- RUTHERFORD (E.), voir BOLTWOOD (B.).
- RUTHERFORD (E.), voir GEIGER (H.).
- RUTHERFORD (E.) et GEIGER (H.). — Transformation et nomenclature des émanations radioactives, I, 556.
- RYBAR (S.). — Séparation des raies spectrales du lanthane et du cobalt, I, 1048.
- RYBCZNSKI (W.). — Diffraction d'onde d'amplitude positive et négative, II, 964.
- SACHANOW. — Dissolvants à faibles constantes diélectriques, II, 970. — L'électroaffinité, II, 970.
- SACHS (St.). — Mesures des mobilités des centres électrisés, I, 323.
- SACKUR O. — Fondement cinétique du nouveau théorème thermodynamique de Nernst, I, 318. — Emploi de la théorie cinétique des gaz dans les problèmes chimiques, II, 407. — Sels fondus employés comme dissolvants, II, 609-610.
- SADLER (C.-A.). — Transformation de l'énergie de radiations homogènes de Röntgen en énergie de radiations corpusculaires, I, 836.
- SADLER (C.) et MESHAM (P.). — Radiation de Rontgen, II, 773.
- SADLER (C.-A.) et STEVEN (A.-J.). — Amollissement des rayons de Rontgen, I, 490.
- SARLAND S., voir LENARD P. .
- SAGNAC G.). — Translation de la Terre, I, 218, 767. — Action de la translation terrestre sur les phénomènes lumineux, I, 655. — Strioscopie et strogographie interférentielle, I, 661. — Interféromètres à faisceaux inverses, II, 570.
- SAMEN. — Cristaux mixtes ternaires, II, 695.
- SAINT-JOHN C.-E. — Mouvement et état de la vapeur de calcium sur les taches solaires, I, 846.
- S LET P. — Absorption et diffusion de la lumière par les météorites, I, 394. — Eclipse de Soleil du 17 avril 1912. II, 473.
- SANDER. — Solubilité de l'anhydride carbonique dans l'eau, II, 609.
- SANDERSON J.-C. — Radioactivité atmosphérique locale, II, 593.
- SANFORD F.). — Déplacement des raies spectrales sous l'influence de la pression, II, 937.
- SANGSTER (R.). — Théorie de la réflexion de Fresnel, I, 839.
- SARRAZIN (E.) et TOMMASINA (Th.). — Radioactivité induite, I, 302.
- SAXEN (B.). — Mesure de l'énergie des rayons-canaux, II, 588.
- SCHELL (C.) voir URBAIN G. .
- SCHAEFER (C.). — Dispersion et séries spectrales, I, 68.
- SCHAEFER Cl. — Théorie des sons de combinaison, I, 414.
- SCHAEFER Cl.) et GROSS G. — Reflexion totale, I, 496.

- SCHAFFER (C.) et REICHE (F.). — Théorie des réseaux de diffraction, I, 937.
- SCHAFFER (K.), voir SZIVESSY (G.).
- SCHAMES (L.). — Changement d'état, II, 785.
- SCHAPOSCHNIKOW (K.). — Transformation de Lorentz, II, 258. — Colorations substantives, II, 426. — Equations du mouvement de Minkowski, II, 503.
- SCHARPE et LOTH. — Distribution des âges, I, 484.
- SCHHEEL (K.) et HENSE (W.). — Mesures des pressions de saturation, I, 70. — Chaleur spécifique c_p de l'air, II, 148. — Chaleur spécifique de l'air à la température ordinaire et aux basses températures, II, 253. — Dilatation du mercure, II, 399.
- SCHIEFFER. — Équilibres hétérogènes, I, 521.
- SHELL (C.). — Photométrie photographique, I, 853.
- SCHERING (K.). — Balance magnétique, II, 163.
- SCHESINGER (F.). — Classification des spectres solaires, I, 495.
- SCHIDLOF (A.). — Constante universelle h de Planck, I, 603.
- SCHILLER (L.). — Constante diélectrique du caoutchouc, I, 854.
- SCHILLING (K.), voir KOENIGSBERGER (J.) et REICHENHEIM (O.).
- SCHMIDT. — L'absorption, II, 687. — L'absorption des dissolutions, II, 261.
- SCHMIDT (G.-C.). — Conductibilité électrique des vapeurs salines, I, 686.
- SCHMIDT (H.). — Température de la flamme du bec Bunsen, I, 72.
- SCHMIDT (H.-W.) et NICK (H.). — Solutions étendues de sels de radium, II, 323.
- SCHMIDT (H.), voir CERMAK (P.).
- SCHNEIDER (H.). — Electrons émis par la chaux incandescente, II, 327.
- SCHOTTKY (W.). — Masse de l'électron, II, 678.
- SCHRADER (H.). — Éléments radioactifs de courte durée, II, 850.
- SCHREINEMAKERS et BOS. — Système eau-phénol-acide, II, 696.
- SCHREINEMAKERS et DEUSS. — Système eau-alcool-sulfate manganeux, II, 696.
- SCHULTEN (A. de). — Constantes cristallographiques, I, 577.
- SCHULTZE (F.-A.). — Théorie des sons de combinaison, I, 414. — Conductibilité calorifique d'alliages de métaux nobles, II, 146.
- SCHULZ (J.-F.-H.). — Physique du Soleil, II, 147.
- SCHULZ (H.). — Phénomène d'interférence en lumière parallèle, I, 424. — Interférences produites par un système de prismes rectangulaires, II, 154.
- SCHULZE (A.). — Chaleurs spécifiques des mélanges liquides binaires, II, 521.
- SCHULZE (G.). — Soupapes électrolytiques, I, 410. — Electrolyse du verre, II, 321.
- SCHUNEMANN (J.). — État électrique de l'air dans les cavernes et dans les caves, I, 253.
- SCHWAB (F.), voir VIGAND (A.).
- SCHWARTZ et MORGAN, voir LIVINGSTON.
- SCHWEIDLER (E. v.). — Rayonnement d'une sphère remplie de matière radio-active, II, 517.
- SCHWEIDLER (E. von), voir KOHLRAUSCH (K.-W.-F.).
- SCHWEIDLER (E. von), voir HAHN (O.) et MEYER (S.).
- SCHWERS (F.). — Densité et indice de réfraction des solutions, I, 871. — Réfraction et rotation magnétique des mélanges, II, 760.
- SEARLE (H.-C.). — Problème des barrages, II, 583.
- SEARLE, ALDIS et DORSON. — Détermination du rayon de courbure des surfaces sphériques, I, 230.
- SEBOR. — Loi des dilations d'Ostwald, I, 168.
- SEELIGER (R.). — Ionisation par les rayons-canaux, I, 956. — Théorie de la décharge, II, 777.
- SEEMAN (H.). — Courbe du courant d'ionisation, II, 783.
- SEIBT (G.). — Télégraphie sans fil, I, 608.
- SEITZ (W.). — Absorption des rayons Rontgen par les gaz, II, 684.
- SELENYI (P.). — Diffusion de la lumière dans l'espace d'interférence de Wiener, I, 677.
- SENOUQUE (A.). — Télégraphie sans fil en aéroplane, I, 214.
- SETTNIK (K.). — Ondes très peu amorties qui prennent naissance dans le

- circuit purement métallique obtenu en fixant les antennes aux bornes de l'éclateur d'un oscillateur, I, 407.
- SÈVE (P.). — Mesure des champs magnétiques en valeur absolue, I, 580.
- SEYEWETZ (A.), voir Lumière (A. et L.).
- SHAW (H.). — Spectre d'arc du vanadium, I, 259.
- SHIPLEY FRY. — Hypothèse d'électrons positifs et négatifs, II, 974.
- SHOOK (G.-A.). — Machine à calculer les températures thermodynamiques, II, 962.
- SHOTER (S.-H.). — Théorie du potentiel chimique, II, 63, 486.
- SHORTER (S.-A.). — Élasticité des membranes liquides, II, 4027.
- SICHLING. — Nature des photochlorures d'argent, I, 719.
- SIEGEL (E.). — Tensions thermoélectriques, II, 780.
- SIEGLERSCHMIDT (H.). — Module d'élasticité et dilatation thermique des métaux, I, 783.
- SIEVERTI. — Solubilité de l'hydrogène dans le cuivre, II, 260.
- SIEWERTZ van REESEMA (N.-H.), voir JORISSEN (W.-P.).
- SILBERSTEIN (L.). — Masse réciproque d'électrons sphériques, I, 244. — Mécanique statistique, II, 406. — Principe de relativité dans la théorie des quaternions, II, 664.
- SIMONS (L.), voir BARKLA (C.-G.).
- SIZES (G.). — Résonance multiple des cloches, II, 219.
- SKINNER (C.-A.) et TUKERMANN (L.-B.). — Interféromètres à pénombre, I, 786.
- SLOCUM (F.). — Mouvements de l'atmosphère solaire, I, 341.
- SMIRNOFF (W.). — Alliages d'aluminium et de zinc, II, 759.
- SMITH (E.-S.). — Mesure des résistances du platine, II, 921.
- SMITH (L.-B.). — Quantités d'émanation du radium diffusée du sol dans l'atmosphère, II, 934.
- SMITH et CARSON. — Soufre amorphe, II, 264.
- SMITH et MENZIES. — Décomposition de la vapeur de calomel, I, 523, 717.
- SMITS. — Théorie de l'allotropie, I 713. — Représentation du système-anthraquinone avec le système de coordonnées P. T. x , I, 713. — Lignes d'équilibre entre trois phases, II, 688.
- SMITS et de LEEUW. — Allotropie homogène, I, 1060, 1062.
- SMOLUCHOWSKI (M.-S.). — Conductibilité calorifique dans les gaz raréfiées, I, 146, 850. — Opalescence des gaz à l'état critique, II, 226.
- SNOW (E.-C.). — Détermination des points de solidification de certains alliages, I, 318. — Distribution des particules α , I, 671.
- SODDY F., voir RUSSEL (A.-A.).
- SODDY F.), voir PIRRET R. .
- SOMMERFELD (A.). — Diffraction des rayons de Röntgen, II, 771.
- SOMMERFELD (A.) et RUNGE (J.). — Lois fondamentales de l'optique géométrique, I, 675.
- SORET (A.). — Audiphone magnétique bilatéral, II, 57.
- SORKAU (W.). — Frottement interne des liquides, I, 784. — Frottement de turbulence, II, 872.
- SOUTHALL (J.-P.-C.). — Erreurs d'aberration sphériques, I, 597.
- SPENCER. — Mesure des potentiels de l'ion thallium, I, 524. — Electrodes de troisième espèce, II, 973.
- SPERANSKI. — Tension de vapeur et chaleur intégrale des solutions saturées, II, 422.
- SPIELREIN (M^{II} C.). — Équilibre du sulfate de lithium et des sulfates alcalins, II, 758.
- STABLO, voir RAVEAU.
- STACKELBERG. — Nouveau mode de groupement tabulaire des éléments fondés sur le système périodique, I, 720.
- STADFORD. — Dissociation, I, 720.
- STANSFIELD H. et WAYSLEY H. P.). — Aberration dans le réseau à échelon, II, 236.
- STARK (J.). — Noircissement des plaques photographiques, I, 425, 678; II, 77. — Influence du champ magnétique sur l'effet Doppler, I, 688. — Spectroscopie de l'oxygène, I, 850. — Loi de Planck, II, 502. — Effet Doppler, II, 589. — Valeur minima de l'énergie cinétique pour l'émission des raies mobiles, II, 759. — Réponse à Einstein, II, 861. — Surfaces de glissement électrique, II, 870. — Röntgen dans les cristaux, II, 4031.

- STARK (J.) et WENDT (G.). — Rayons canaux, II, 781 ; II, 1037.
- STASSANO (H.). — Actions opposées du champ magnétique sur la conductibilité des gaz raréfiés, II, 1019.
- STATESCU (G.). — Solutions de sels magnétiques hétérogènes dans un champ magnétique hétérogène. I, 832.
- STEAD (G.). — Séparation des spectres dans les gaz composés, I, 1026.
- STEAD (G.), voir DONALDSON.
- STEFANIK (M.). — Eclipse totale du soleil à l'île Vavau, II, 309. — Eclipse du soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- STEIN (A.). — Relation entre la résistance électrique, la température absolue de fusion et le volume atomique des métaux, II, 413.
- STEINBERG (K.). — Effet Hall, I, 856.
- STEINER (D.). — Propriétés magnétiques dans un champ alternatif des alliages d'Heuster, I, 781.
- STEINHAUS (W.). — Mesure des courants de haute fréquence, I, 789.
- STENGER (E.). — Gradation des couches de gélatino-bromure dans l'ultra-violet, I, 708.
- STEPHENSON (A.). — Système asymétrique, I, 148, 593. — Entretien d'un mouvement périodique, I, 149. — Absorption et dispersion, I, 838. — Propagation d'une perturbation périodique de l'éther, II, 664.
- STEBING (W.). — Spectroscopie de l'oxygène, I, 519. — Nouvelle émission de l'étincelle, I, 862. — Réponse à M. Kayser, II, 336. — Réponse aux remarques critiques de M. R. W. Wood, II, 597.
- STEVEN (I.). — Composition de deux mouvements vibratoires simples, II, 667.
- STEVEN (A.-J.), voir SADLER (C.-A.).
- STILES (H.). — Détermination des longueurs d'ondes, I, 78.
- STOLTZENBERG. — Point de fusion des liquides cristallisés, I, 720.
- STÖRNER (C.). — Couronne solaire, I, 302, 305. — Mesures photogrammétriques de l'altitude de l'aurore boréale, I, 478.
- STRAESSER (B.), voir ZENNECK (J.).
- STRAUB. — Constitution de chlorure de cuivre ammoniacal, I, 1061.
- STREINTZ (F.). — Contact électrique à la surface d'un métal, II, 793.
- STREINTZ (F.) et WELLIK (A.). — Contact électrique à la surface d'un cristal, I, 1047 ; II, 508.
- STRONG (M.-W.). — Agrégats de l'uranium et du néodyme, I, 423.
- STUHLMANN (O.). — Effets photoélectriques en lumière incidente et émergente, II, 61.
- STUMPF (F.). — Phénomènes optiques dans un liquide cristallisé actif, II, 336.
- SUCHY (J.). — Conductibilité calorifique et chaleur rayonnée, II, 335.
- SUKHODSKI (W.). — Pression interne des liquides, II, 668.
- SUTHERLAND (W.). — Théorie dynamique des solutions, I, 833.
- SVEBERG (T. et A.). — Vitesse de diffusion et grandeur relative des molécules dissoutes, I, 520.
- SVEBERG et INOUE. — Loi de Boyle-Gay-Lussac appliquée aux solutions colloïdales, I, 790.
- SWAN (C.). — Champ magnétique produit par un condensateur chargé en mouvement dans l'espace, I, 669. — Loi de contraction de Fitzgerald Lorenz, II, 915.
- SWAN (J.-G.). — Effets d'un mouvement de translation uniforme, II, 228.
- SWAN (W.-F.-G.). — Rotation uniforme d'un cylindre circulaire, I, 396. — Masse d'un électron, I, 592. — Champ magnétique terrestre, II, 922. — Électromètre à cadran, II, 928.
- SWINNE (R.). — Relations entre les éléments radio-actifs, II, 245. — Relation entre la densité, la tension superficielle des liquides et la température, II, 695.
- SWINNE, voir WALDEN.
- SZILARD (B.). — Radioactivité des sources de Saint-Lucasbad, II, 474.
- SZIVESSY (G.). — Effet Volta chez les cristaux, I, 949.
- SZIVESSY (G.) et SCHAFER (K.). — Influence de la lumière ultra-violette sur la conductibilité, I, 690.
- SZYSZKOWSKI. — Recherches colorimétriques sur l'action des sels neutres. II, 608.
- TAFFANEL et DAUTRICHE. — Amorçage des explosifs, I, 4018.

- TAKE (E.), voir HEUSLER (F.).
- TAMMANN (C.). — Equilibre thermodynamique d'un système formé d'une seule substance, II, 407.
- TAMMANN (G.). — Diagramme d'état de l'iodure d'argent, I, 168. — Equation d'état pour les petits volumes, II, 503. — Equilibre thermodynamique d'un système formé d'une seule substance, II, 407.
- TANGL (K.). — Tension superficielle, I, 240.
- TANZY, voir POWA.
- TAYLOR-JONES. — Oscillations électriques, I, 79.
- TAYLOR (M.). — Emission du son par une source située sur l'axe d'un cylindre, II, 933.
- TAYLOR (T.-S.). — Ionisation par le polonium, I, 482, 850.
- TAYLOR, voir BAIN.
- TCHOUGAEFF (L.) et KOCH (P.). — Réfraction moléculaire, I, 769.
- TER GAZARIAN (G.). — Densité de l'hydrogène phosphoré, I, 872. — Relation générale entre les propriétés physiques des corps, II, 53.
- TETRODE (H.). — Constante chimique des gaz, II, 590, 861.
- THIBAUT (R.). — Chaleur spécifique de quelques gaz et vapeurs, I, 683.
- THIEME. — Séparation des métaux, des flammes par l'électricité, II, 608.
- THIESEN H.-M.). — Tension de vapeur de la glace, I, 70.
- THIRING (H.). — Influence de l'absorption intérieure d'une préparation radioactive par les rayonnements émis par celle-ci, II, 417.
- THOMSEN (E.). — Frottement intérieur des mélanges gazeux, II, 73.
- THOMSEN et MORGAN, voir LIVINGSTON.
- THOMSON (J.-J.). — Rayons positifs, I, 229. — Ionisation par les corpuscules électrisés en mouvement, II, 484. — Expériences sur les rayons positifs, II, 925. — Atomes à charge multiple, II, 1028.
- THORÆLSSON. — Chaleur interne de vaporisation, I, 788.
- THORTON (W.-M.). — Foudre globulaire, I, 488.
- THOVERT. — Photométrie des sources colorées, II, 34.
- TIAN (A.). — Décomposition de l'eau par la lumière ultra-violette, I, 395, 581.
- TIKHOFF (G.-A.). — Scintillation des étoiles, II, 218. — Rayonnement de la lampe en quartz, II, 731.
- TIMOFEEF (G.). — Ecrouissage et recuit du zinc, II, 762.
- TIMOFEEV. — Influence de la pression sur l'affinité, II, 606.
- TISSOT C. — Détermination des périodes des oscillations électriques, I, 308. — Ondemètre, II, 749.
- TIROW W.-S.). — Dosage de l'émanation du radium, I, 700.
- TODD (W.). — Mobilité d'écrans positifs, I, 1030.
- TOLMAN R.-C. — Equation fondamentale de la théorie de Maxwell-Lorenz déduite du principe de relativité, I, 341. — Mécanique non newtonienne, I, 836; II, 398.
- TOMMASINA (Th., voir SARRAVIN.
- TOR CARLSON. — Vitesse de dissolution dans le système gaz fluide, I, 875.
- TOUSSAINT (A., voir MAURAIN Ch. .
- TOWNSEND J. — Charge des ions gazeux, I, 672. — Conductibilité des gaz, I, 933, 1025. — Ionisation par collision, II, 919.
- TRAUBENBERG V., voir RAUSCH H. .
- TRAUTZ. — Coefficient de température de la vitesse des réactions chimiques, I, 519.
- TRIKSON H.-A. — Recombinaison des ions dans l'anhydride carbonique, II, 582.
- TROWBRIDGE (A. — Tracé des réseaux, I, 1038.
- TROWBRIDGE L.-A.) et CRANDALL I.-B. — Réseaux, I, 92).
- TSCHUGAEFF. — Dispersion rotatoire, I, 714.
- TSCHUGAEFF et OGORODNIKOFF. — Dispersion rotatoire, II, 695.
- TSWETT. — Transport de l'énergie photosynthétique, I, 712.
- TUKERMANN L.-B., voir SKINNER C. A. .
- TURPAIN A. — Effets d'un coup de foudre, I, 372. — Microampèremètre enregistreur, I, 1003. — Appareils enregistreurs et prévisseurs d'orages, I, 1005. — Enregistrement des télégrammes sans fil, II, 105.
- TURPAIN A., voir ROTHE E.).
- TURQUAND d'AUZAY P.), voir BRUNO A. .

- TYNDALL (A.-M.). — Décharge d'une pointe électrisée, I, 489, 931.
- TYNDALL (A.-M.), voir FRY (J.-D.).
- TYRER (D.). — Loi d'attraction moléculaire, II, 224. — Détermination des facteurs d'association des liquides, II, 971.
- UBISCH (G. von). — Fréquence et amortissement de la vapeur de sodium lumineuse et non lumineuse, I, 679.
- ULJANIN (W. v.). — Tube de Zehnder comme indicateur des oscillations électriques, II, 66.
- UMOW (N.). — Invariance de l'équation des ondes, II, 411. — Méthode spectropolariscopique pour l'étude des matières colorantes, II, 956.
- UNION INTERNATIONALE DES RECHERCHES SOLAIRES. — Etalons secondaires de longueur d'onde, I, 340.
- URBAIN (G.). — Balance laboratoire à compensation électromagnétique, II, 219.
- URBAIN (G.) et SCAL (C.). — Systèmes monovariants, I, 389; II, 133.
- URBAIN (E.), SCAL (C.) et FEIGE (A.). — Lampe au tungstène, I, 216.
- VAILLANT (P.). — Mesure des coefficients de diffusion, I, 877. — Variation de la conductibilité d'un corps phosphorescent sous l'action de la lumière, II, 55, 395.
- VALENTINER. — Loi de Stefan-Boltzmann, II, 952.
- VALLAURI (G.). — Anisotropie magnétique du fer, II, 409.
- VALLERY (L.). — Coagulation de l'albumine, II, 761.
- VALLIER (E.). — Problème balistique, II, 122, 218.
- VALLOT (J.). — Protection des observatoires de grande altitude, I, 1023. — Poussières éoliennes au mont Blanc, II, 397. — Grêle et givre au mont Blanc, II, 578. — Absorption comparée entre le mont Blanc et Chamonix des radiations chimiques et calorifiques du Soleil, II, 756.
- VAN GINNEKEN et KRUYT. — Théorie des éléments normaux, II, 421.
- VANSAY (DE), COT et COURTIER. — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- VEGARD (L.). — Aurore boréale, II, 916. — Rayons-canaux, II, 1039.
- VÉRAIN (L.). — Constante diélectrique de CO₂, II, 219.
- VERGNE (H.). — Développement en série, I, 479. — Théorie de la houle, I, 664.
- VERMOREL (V.) et DANTONY (E.). — Pouvoir mouillant des insecticides et fongicides, II, 483.
- VERSCHAFFEL (A.). — Tremblement de terre, II, 912.
- VERY (F.-W.). — Constante solaire, II, 127.
- VESSOT-KING (L.). — Loi du cosinus dans l'étude des radiations, II, 230. — Absorption en radioactivité, II, 230.
- VIET (G.). — Cristaux liquides, I, 702.
- VIGAND (A.) et SCHWAB (F.). — Hypohélie et halo solaire, II, 862.
- VIGNERON (H.). — Théorie de Ritz, I, 294, 381. — Théories statistiques en thermodynamique, II, 1006.
- VILLARD (P.). — Electromètre enregistreur à filament de carbone, I, 770.
- VILLARD (P.) et ABRAHAM (H.). — Grande machine électrostatique, I, 655. — Mesures de potentiels explosifs entre 20.000 et 300.000 volts, II, 57.
- VILLARD (P.), voir ABRAHAM (H.).
- VILLAT (H.). — Mouvements discontinus des fluides, I, 473; II, 657.
- VILLEY (J.). — Expériences de cours (électricité), I, 460. — Couples électriques dans les électromètres, I, 1016. — Phénomène de Volta, II, 569.
- VINCENT (J.-H.). — Arc au mercure, I, 950.
- VIOLLE. — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 475, 574.
- VLÈS (F.). — Forme de la Lune et du Soleil, II, 847.
- VLÈS (F.) et CARVALLO (I.). — Eclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 475.
- VOGT (K.). — Températures de transformation de l'azotate d'ammonium, II, 170.
- VOIGT (W.). — Réflexion totale, I, 496. — Dissymétrie dans les triplets de Zeeman, I, 698. — Théorie des effets Zeeman complexes, II, 135. — Loi de Kirchoff, II, 935, 1051. — Destination de la Physikalische Technisch-Reichsanstalt, II, 1052.
- VOIGT, voir HANTZSCH.
- VOLK, voir RIMBACH.
- VOLKMAN (W.). — Limites de puissance

- de la lecture d'une échelle par réflexion, I, 163. — Mode simple de suspension, I, 247.
- VORLANDER et HUTH. — Double réfraction chez les cristaux liquides, I, 166.
- WAALS (J.-D. van der Jr.). — Ensembles canoniques de Gibbs, I, 607. — Explication des lois naturelles, I, 709. — Lois fondamentales de la nature, I, 709. — Agrégation moléculaire, I, 1056. — Constantes critiques, I, 1057.
- WAETZMANN (E.). — Sons de combinaison, I, 68, 414, 418, 685. — Démonstration d'ondes liquides, I, 959.
- WAETZMANN (E.) et LUMMER (O.). — Courbes d'interférences d'égale inclinaison, I, 1042.
- WAETZMANN (E.), voir LUMMER (O.).
- WAGNER (E.). — Effet Doppler, II, 416.
- WAGNER (K.-W.). — Relais téléphonique Brown, II, 868.
- WAGNER (K.-W.) et WERTHEIMER. — Pertes diélectriques des câbles et des condensateurs, II, 509.
- WAINOFF, voir BENRATH.
- WALDEN (P.). — Inversion optique des composés organiques, I, 874. — Conductibilité moléculaire et frottement interne, II, 605.
- WALDEN et SWINNE. — Constantes capillaires des éthers liquides, II, 969.
- WALI-MOHAMMAD (C.). — Décomposition magnétique des raies spectrales, II, 1042.
- WALLOT (J.). — Influence des enveloppes et des écrans sur les ondes électromagnétiques le long des fils, II, 133.
- WALMSLEY (H.-P.), voir STANSFIELD (H.).
- WALTER (B.). — Spectres d'absorption des substances phosphorescentes, II, 243.
- WALTER (B.) et GOOS (F.). — Mesures d'éclairement pendant l'éclipse de soleil du 17 avril 1912, II, 794.
- WARBURG (E.). — Destination de la Physikalische Technische Reichsanstalt, II, 1052.
- WARBURG (E.) et LEITHAUSER (G.). — Analyse des oxydes d'azote par leurs spectres, I, 65.
- WARTENBERG (H. von). — Liquides cristallins, II, 155.
- WARTENBERG (H. von), voir RUBENS (H.).
- WATSON (H.-E.). — Spectres de néon, I, 777.
- WATTS (O.-P.) et MENDENHALL C.-E.). — Fusion du charbon, I, 683.
- WEBER (R.-H.). — Propriétés magnétiques des sels de protoxyde et de sesquioxyde de fer, I, 1043.
- WEBER (S.), voir KNUDSEN H.
- WEBSTER (A.-G.). — Equation des télégraphistes, I, 830.
- WEGELIUS. — Nombre des phases d'une substance, II, 260.
- WEGSCHEIDER. — Travail produit par les transformations chimiques, II, 692. — Thermodynamique chimique, II, 692.
- WEIGERT. — Lampe à mercure, II, 972. Actions chimiques de la lumière, II, 972.
- WEIMARN P. von). — Nature des systèmes dilués, I, 521.
- WEISSMANN. — Catalyse du gaz tonnant, II, 692.
- WEISS (E.). — Charge de particules d'argent, I, 703.
- WEISS J.), voir KOENISBERGER J.).
- WEISS P. — Propriété de la molécule magnétique, I, 134. — Magneton, I, 222, 309, 900, 965. — Spectres de bandes, I, 306.
- WEISS P. et BLOCH O. — Aimantation du nickel, du cobalt et des alliages nickel-cobalt, I, 1022.
- WEISS P.) et POFFX G. — Aimantation des corps ferro-magnétiques, I, 275, 744, 805.
- WEISSE (G. v.), voir DUTOIT P.
- WEITZEL, voir RIMBACH.
- WELICK A., voir STRFINTZ F.
- WELLISCH (E.-M.) et BRONSON. — Distribution du dépôt actif du radium dans un champ électrique, II, 581.
- WELLISCH E.-M., voir POLLOCK.
- WENDT G.). — Raies du mercure, II, 331.
- WENDT (G.) voir STARK J.).
- WERNER (A.). — Eclipse du 17 avril 1912, II, 363.
- WERTENSTEIN (L.). — Rayonnement ionisant émis par le radium, I, 584; II, 763.
- WERTEINSTEIN L.) voir BIANU B.
- WERTHEIMER (E.). — Thermodynamique de la vapeur d'eau, I, 255. — Constante h de Planck, I, 319.

- WERTHEIMER (A.), voir WAGNER (K.-W.).
 WESTPHAL, voir FRANCK (J.).
 WESZELSKY I. de). — Mesure de la radioactivité, II, 323.
 WHESLER (P.). — Réflexion sur des surfaces métalliques dans un milieu liquide, I, 837.
 WIECHERT (E.). — Principe de relativité et éther, I, 866.
 WIEDMANN (G.). — Spectre d'arc du mercure, II, 836.
 WIEGAND (W.-B.), voir DUTTON (C.-P.).
 WIEGREFE (A.). — Equation de propagation des ondes, II, 949.
 WIGAND. — Réaction lumineuse réversible du soufre, II, 426.
 WILDE (H.). — Origine des comètes, II, 59. — Rotation des anneaux de Saturne, II, 59.
 WILSAR (H.). — Effet Doppler des rayons canaux, II, 79.
 WILSON (H.-A.). — Nombre des électrons dans l'atome, I, 591. — Séries spectrales, II, 495. — Rayons X, II, 665. — Emission d'électricité par les corps chauds, II, 848. — Sels alcalins sous les flammes, II, 849.
 WILSON (W.). — Coefficient d'absorption du fer par les rayons γ , I, 397. — Emission des charges positives par les corps chauds, I, 494.
 WINTER (W.). — Décharge annulaire sans électrode, II, 681.
 WITTE (H.). — Inversion des forces dans le passage de l'électrodynamique à l'hydrodynamique, I, 512. — Réponse à M. Bjerknes, II, 419.
 WOIGT (H.) et HANSEN (H.-M.). — Spectroscope à réseau, II, 345.
 WOITASCHIEWSKY. — Relation entre la chaleur intégrale de dissolution et la température, II, 424.
 WOLFF (H.). — Effets volumétriques dans les phénomènes de dissolution, I, 946.
 WOLFF (H.-T.). — Forces qui maintiennent la charge des électrons, II, 439.
 WOLFF (K.), voir PASCHEN (F.).
 WOLFF, voir LORENZ.
 WOLFFE (M.). — Images d'un réseau, I, 234; II, 145, 332, 587. — Formation des images des objets lumineux ou non lumineux, II, 1043.
 WOLKMANN (W.). — Lecture à l'aide des miroirs, I, 416.
 WOLKMANN (W.). — Miroir de galvanomètre, I, 248. — Mesure des angles, I, 332.
 WOLLMAN (M^{me} E.), voir DUCLAUX (J.).
 WOOD (R.-W.). — Théorie de la « serre », I, 82. — Spectre de résonance de l'iode, I, 231, 926; II, 1031. — Destruction de la fluorescence de l'iode, I, 315. — Miroir nickelé pour la photographie céleste, II, 128. — Réseaux de diffraction, II, 235. — Effets magnéto-optiques dans le chlore et l'iode, II, 332. — Résonance de la vapeur de mercure, II, 578. — Atmosphère électronique des matières, II, 852.
 WOOD (R.-W.) et FRANK (J.). — Transformation d'un spectre de résonance en spectres de bandes par l'hélium, I, 232.
 WOOD (R.-W.), voir FRANK (J.).
 WOOD (R.-W.) et GALT (R.-H.). — Fluorescence cathodique de la vapeur de sodium, I, 339.
 WOOD (R.-W.), voir RUBENS (H.).
 WOUDESTRA (R.-W.), voir JORISSEN (W.-P.).
 WOURTZEL (E.). — Poids atomique de l'azote, II, 123. — Du chlore, II, 758. — Densité et compressibilité du chlorure de nitrosyle, II, 752. — Synthèse du gaz de nitrosyle, II, 758.
 WOURTZEL (E.), voir GUYE (Ph.-A.) et KOVACS (G.).
 WUITE. — Diamètres de la courbe pT , II, 422.
 WULFF (G.). — Points nucléaires et points de convergence de la phase cristalline liquide du paraazoxyphénol, I, 606.
 WULFF (T.). — Propriété générale de la matière, I, 700.
 WURMSER (R.), voir BIELECKI (J.).
 WURMSER (R.), voir HENRI (V.).
 ZAHN (H.). — Effet Hall, I, 4042; II, 237.
 ZAWADZKI, voir HABER.
 ZEEMAN (P.). — Phénomène de Zeeman, I, 442. — Emission de la lumière sous l'influence de forces magnétiques et électriques, II, 343.
 ZEHNDER (L.). — Expériences de Hertz, II, 682.

- ZEISSIG (C.). — Epicentre d'un tremblement de terre, II, 939.
- ZELINSKY et ROSANOFF. — Spectres d'absorption des ultra-violets des combinaisons nitrées, II, 687.
- ZEMCUZNY, voir NAGORNOU.
- ZEMPLEN (G.). — Théorie des ondes de choc, II, 597.
- ZENNECK (J.). — Influence des courants à haute tension sur les instruments de mesure, I, 415. — Energiedans les actes à haute tension, I, 690. — Spectrographe, II, 151. — Décomposition du protoxyde d'azote par l'effluve, II, 155.
- ZENNECK (J.) et STRASSER B. . — Décomposition de NO^2 par l'effluve. II, 157.
- ZIEMBINSKI. — Poussee de l'hélice propulsive en marche et sa poussée au point fixe, I, 133.
- ZIKENDRAHT H.). — Expérience d'aérodynamique, I, 602.
- ZÖLLICH (H. , voir GROBER (K. .
- ZOLTAN G. . — Effet Hallvachs du sélénium, II, 512.
- ZUCKIESH (M.), voir IVES (H. .

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DES TOMES I ET II DE LA 5^e SÉRIE.

Généralités. — Métrologie. — Mécanique et pesanteur.

UNITÉS. — *Ch.-Ed. Guillaume*. Unités électriques pratiques, I, 133. — *W. Bro-niewski*. Réduction du nombre des unités fondamentales, II, 965.

MESURES. — *Nuges*. Perfectionnement au sphéromètre, I, 301. — *Roussy*. Surface du corps de l'homme, I, 665. — *Pérard et Maudet*. Mesure des étalons Johansson par une méthode optique, II, 577. — *Pérard*. Id., II, 660.

MASSES. DENSITÉS. — *Hackspill*. Densité des métaux alcalins, I, 217. — *Ramsay*. Mesure de quantités infinitésimales de matières, I, 429. — *Cornish*. Densité des solutions de savons, I, 521. — *Andreae*. Détermination des densités, I, 714. — *Schwern*. Densité des solutions, I, 871. — *Ter Cazamian*. Relation générale entre les propriétés physiques, I, 1020. — *Urbain*. Balance de laboratoire, II, 219. — *J. Escard*. Densité des solides sous faible volume, II, 314; Densivolumétrie, II, 481. — *Berget*. Aréomètre à immersion totale, II, 483. — *Malosse*. Densité du camphre, II, 657. — *Christoff*. Relation entre la densité des liquides et la température, II, 695. — *Wourtzel*. Densité et compressibilité du chlorure de méthyle, II, 752.

MESURE DU TEMPS. — *Claude, Ferrié et Driencourt*. Comparaison radiotélégraphique des chronomètres, I, 475. — *Féry*. Chronomètre électrique, I, 815. — *Andrade*. Organe régulateur des chronomètres, I, 830. — *Blondel*. Electro-chronographe à étincelles synchronisées, II, 473. — *Buckingham*. Echelle de temps, II, 488. — *Bigourdan*. Envoi de l'heure par signaux électriques, II, 750. — *Audrade*. Étude des chronomètres marins, II, 1011; La conférence internationale de l'heure, II, 1016.

MATHÉMATIQUES GÉNÉRALES. — *Sharpe et Lotha*. Distribution des âges, I, 484. — *Franck et Rothé*. Transformation des coordonnées d'espace et de temps, I, 502. — *J.-D. Van der Waals*. Signification des ensembles canoniques de Gibbs, I, 607; Lois fondamentales de la nature, I, 709. — *Léxuté*. Difficultés que présente l'emploi des développements exponentiels, I, 52; développement d'une fonction en séries exponentielles, II, 121. — *Maskelyne*. Trisection de l'angle, I, 488. — *Hudson*. Id., II, 582. — *Bromwich*. Id., II, 582. — *Colter*. Id., II, 582. — *Boussinesq*. Pourquoi les équations différentielles de la mécanique sont du second ordre, II, 661; Erreurs entraînées par les simplifications, II, 749. — *Blakesley*. Méthode cinématique pour trouver les racines d'une équation différentielle, II, 667. — *Becker*. Complément guadermanien et géométrie des imaginaires, II, 1020.

MÉCANIQUE GÉNÉRALE. — *Berlin*. Mouvement d'un navire et puissance du moteur,

I, 132; augmentation du déplacement d'un navire avec le chargement, II, 394. — *Snow*. Lignes et plans assujettis à certaines conditions, I, 318. — *Larose*. Problème du câble, I, 395. — *Swann*. Rotation uniforme d'un cylindre circulaire, I, 396. — *Airey*. Oscillations des chaînes, I, 592; tables des fonctions $G_n(x)$ et $Y_n(x)$ de Neumann, I, 928. — *Bloch*. Théorèmes généraux de la mécanique, I, 657, 912, 988. — *Brillouin*. Surfaces de glissement, I, 659. — *Kroo*. Loi fondamentale de la mécanique statique, I, 680, II, 676. — *Silberstein*. Réponse, II, 406. — *Borel*. Id., II, 472. — *Maulove*. Théorème de Fourier, I, 834, 929. — *Tolman*. Mécanique non newtonienne, I, 836. — *Becker*. Quadratures mécaniques, I, 841. — *Lecornu*. Équilibrage des moteurs, II, 54. — *Fichot*. Décalage entre la force perturbatrice et le mouvement contraint, II, 309. — *Reignier*. Temps de démarrage des moteurs à volant, II, 316. — *Roy*. Loi adiabatique dynamique dans le mouvement des fils, II, 480. — *Kleeman*. Loi d'attraction moléculaire, II, 487. — *Schaposchnikow*. Equation du mouvement de Mintowski et dynamique de Planck, II, 503. — *Leinekriegel Le Cocq*. Propriété des câbles téléodynamiques, II, 569. — *De Montesus de Ballore*. Non-existence des courbes isoéistes, II, 574. — *Guillet*. Mouvement circulaire uniforme réalisé électriquement, II, 759.

RELATIVITÉ. — *Von Ignatowsky*. Principe de relativité, I, 245, 869. — *Kaluza*. Théorie de la relativité, I, 245. — *Laue*. Discussion sur le corps solide dans la théorie de la relativité, I, 246; Dynamique du principe de la relativité, I, 849. — *Donaldson et Stead*. Problème de la rotation uniforme, I, 312. — *Campbell*. Principe de relativité, I, 404, 491. — *Lemeray*. Id., I, 579. — *Ehrenfest*. Rigidité de Born, I, 695. — *Einstein*. Paradoxe d'Ehrenfest, I, 702. — *Von Ignatowsky*. Id., 696. — *Grimbaum*. Expériences au sujet du principe de relativité, I, 701. — *Wiechert*. Principe de relativité et éther, I, 866. — *Livens*. Mouvement des sphères chargées, II, 61. — *Friedmann*. Surfaces isodynamiques, II, 394. — *Tolman*. Mécanique non newtonienne, II, 398. — *Huntington*. Nouvelle manière d'envisager le principe de relativité, II, 487. — *Silberstein*. Principe de relativité et théorie des quaternions, II, 664. — *Van Rijn*. Equations de transformation de la théorie de la relativité, II, 855. — *Franck*. Masse longitudinale et transversale d'un point matériel, II, 950. — *Franck et Rothe*. Etablissement des transformations de Lorentz, II, 957. — *Abraham*. Principe de relativité, II, 946, 947. — *Einstein*. Id., 947, 948. — *La Rosa*. Théorie de la relativité, II, 1048.

PESANTEUR, GRAVITATION. — *Abraham*. Loi élémentaire de la gravitation, II, 241; II, 956. — conservation de l'énergie et de la matière dans le champ de la gravitation, II, 513. — *Boussinesq*. Actions à distance, II, 315. — *Esclangon*. Intensité de la pesanteur dans le N. W. de la France, II, 484. — *Einstein*. Vitesse de la lumière et statique du champ de gravitation, II, 502. — *Berget*. Mesure relative de la gravité, II, 848. — *Borélius*. Gravitation et électricité, II, 1051. — *Nordstrom*. Gravitation et principe de relativité, II, 1056.

HYDROSTATIQUE. — *Delage*. Bathyrhémètre enregistreur, II, 471. — *Searle*. Problème des barrages, II, 583.

HYDRODYNAMIQUE. — *Cisotti*. Réaction dynamique d'un jet liquide, I, 214. — *Villat*. Mouvement discontinu dans un canal renfermant un obstacle, I, 218, 473. — *Rayleigh*. Questions d'hydrodynamique, I, 223. — *Von Ignatowski*. Hydrodynamique, I, 697. — *Menneret*. Mouvement des liquides dans les tubes cylindriques, I, 753, 797. — *Boussinesq*. Oscillations d'une colonne liquide dans un tube en U, I, 793. — *Parenty*. Régulation progressive des pressions à l'entrée d'une conduite d'eau, II, 214. — *Bjerknes*. Champ hydraulique, II, 245. — *Witte*. Id., II, 419. — *Lamba*. Hydrodynamique et principe de relativité, II, 504. — *Bouligand*.

Petits mouvements de surface dans le champ d'une force centrale attractive, II, 569.

AÉRODYNAMIQUE. — *Lafay*. Trajectoires suivies par les éléments d'un courant d'air, I, 220; Vitesse du vent et champ aérodynamique, I, 309; sur le phénomène de Magnus, II, 56, 125. — *Fry et Tyndall*. Constante de Fitot, I, 314. — *Olive*. Mesures aérodynamiques, I, 479. — *Zickendaht*. Aérodynamique, I, 602. — *Knudsen*. Écoulement moléculaire de l'hydrogène, I, 848. — *Keehan*. Vitesse limite de chute de petites boules dans l'air sous pression réduite, I, 953. — *Knudsen et Weber*. Résistance de l'air au mouvement des petites boules, II, 74. — *Pareuty*. Compteur de vapeur, II, 120; régulation des pressions à l'entrée d'une distribution de gaz ou de vapeur, II, 214. — *Vallier*. Position actuelle du problème balistique, II, 122, 218. — *Lapresté*. Distribution des pressions et des vitesses autour d'une surface dans un courant d'air uniforme, II, 220. — *Karman et Āuback*. Mécanisme de la résistance des liquides et de l'air, II, 250. — *Schiller et Doge*. Mesure d'accélération de ballons libres par enregistrement photographique, II, 342. — *Roberts et Meigh*. Instabilité des jets gazeux, II, 393. — *Villat*. Changement d'orientation d'un obstacle donné dans un courant fluide, II, 657. — *Konig*. Résistance de l'air, II, 1052.

AÉROPLANES. — *Ziembinski*. Poussée de l'hélice propulsive, I, 133. — *Girardville*. Stabilisation au moyen des gyroscopes, I, 135. — *Duchêne*. Aéroplane dans l'air agité, I, 480; appareil pour faciliter l'observation du terrain, II, 571. — *Jarkowski*. Loi approximative de la montée d'un aéroplane, I, 767. — *Bouchard*. Vitesse de régime des parachutes, I, 924. — *Austerweil*. Passage de l'hydrogène à travers le tissu caoutchouté des aérostats, II, 215. — *Blasius*. Fonctions de courant pour les ailes et les pales de turbines, II, 240. — *Maurain et Toussaint*. Etudes de surfaces d'aéroplanes au chariot électrique, II, 309. — *Papin et Rouilly*. Gyroptère, II, 311. — *Maurain*. Les recherches d'aérotechnique et de la navigation aérienne, VII, 361.

TECHNIQUE DE LABORATOIRE. — *Moulin*. Pompe à mercure, I, 60. — *German et Cardoso*. Pompe à mercure, II, 967. — *Prozynski*. Cinématographe détective, I, 129. — *Grix*. Lames bimétalliques, I, 247. — *Volkman*. Suspension à l'abri des secousses, I, 247; Limite de puissance de la lecture d'une échelle par réflexion, I, 165; sensibilité des lectures à l'aide de miroirs, I, 416. — *Geigh*. Amélioration de la sensibilité du miroir tournant, I, 247. — *Meunier*. Modification du mécanisme de la flamme à combustion convergente, I, 311. — *Nerton*. Calibrage des tubes fins, I, 314. — *Knipp*. Purification du mercure, I, 423. — *Grenet et Boulanger*. Entonnoirs en porcelaine à pâte filtrante, I, 589. — *Fleisz*. Frottement dans l'inscription sur noir de fumée, I, 695. — *Normand Shaw*. Suspensions bifilaires, I, 835. — *Leimbach*. Affaiblissement de l'intensité des rayons calorifiques dans les appareils à projection, I, 957. — *Bayeux*. Appareil de précision pour l'emploi de l'oxygène gazeux, I, 1023. — *Muller Uri*. Appareil de démonstration, II, 148. — *Lunmer et Waetzmann*. Expériences de démonstration, II, 149. — *Urbain*. Balance de laboratoire, II, 219. — *Bouchard*. Sphygno-oscillographe optique, II, 220. — *Cohnstaedt*. Influence de l'eau adhérente au verre et à l'aluminium sur la pression dans les tubes à vide, II, 500. — *Dunoyer*. Appareil pour la distillation rapide du mercure dans le vide, II, 570. — *H.-A. Guye*. Organisation des travaux de recherches dans un laboratoire de chimie physique, II, 604. — *De Berkeley*. Règle à dessiner les courbes, II, 1028. — *Lärkausen*. Régulation des petits moteurs, II, 1057.

Physique moléculaire.

ACTIONS MOLÉCULAIRES. — *Hanriot*. Nature de l'adhésivité, I, 222, 310. — *Einstein*. Dimensions moléculaires, I, 325. — *De Schullen*. Constantes cristallographiques de quelques apatites artificielles, I, 577. — *Marc et Ritzel*. Facteurs qui déterminent la forme cristalline, I, 716. — *Brillouin*. Polymorphisme des orientations moléculaires, I, 767. — *Gaubert*. Édifices hélicoïdaux, I, 924. — *Gay*. Tension d'expansibilité d'un fluide normal, 926. — *Kleeman*. Attraction moléculaire, I, 933. — *Van der Waals*. Association apparente et aggrégation moléculaire, I, 1056.

PROPRIÉTÉS DES SOLIDES. — *Boudouard*. Essai des métaux par l'amortissement des mouvements vibratoires, I, 132. — *Chéneveau et Heim*. Extensibilité du caoutchouc vulcanisé, I, 220. — *Hartmann*. Déformation permanente des métaux soumis à l'extension, I, 394, 473, 478. — *Roy*. Viscosité dans le mouvement des fils flexibles, I, 479. — *Groyther*. Tension dans une cellule sphérique pesante, I, 670. — *Van Laar*. Etat solide, I, 1057. — *Nernst*. Corps solides aux très basses températures, II, 152. — *Reboul et Grégoire de Bollefont*. Désagregation des métaux sous l'influence de la chaleur, II, 539. — *Hannover*. Les métaux poreux, II, 577. — *Ch.-E. Guye*. Frottement intérieur des solides, II, 620. — *Mesnager*. Plaques circulaires épaisses, II, 660. — *Timoféief*. Ecrouissage et recuit du zinc, II, 762. — *Brigdgman*. Rupture d'éprouvettes par pression hydrostatique, II, 919. — *Hanriot*. Dureté, II, 1012; écrouissage, II, 1016.

FROTTEMENT. — *Blasius*. Loi de similitude dans les phénomènes de frottement, II, 240. — *Jacob*. Frottement de glissement, II, 500. — *Andrade*. Mesure des frottements, II, 753. — *Stark*. Surfaces de glissement électrique et mécanique, II, 870.

CRISTAUX. — *Born et Karman*. Vibrations dans les réseaux, II, 678. — *Lacroix*. Figures de corrosion, II, 848. — *Beckenkamp*. Le type tetrakissexagonal ou octaédrique, II, 949.

ÉLASTICITÉ. — *Einstein*. Relation entre l'élasticité et la chaleur spécifique des solides monoatomiques, I, 158, 324. — *Korn*. Théorie de l'élasticité, I, 221. — *Engesser*. Flexion des barreaux droits, I, 705. — *Sieglerschmidt*. Module d'élasticité les métaux, I, 783. — *Brillouin*. Module de torsion des métaux, I, 925. — *Houston*. Relation entre la tension et la torsion, I, 1026. — *Hess*. Elasticité de la glace, II, 69. — *Moutier*. Elasticité artérielle en clinique, II, 220. — *Filon*. Distribution des tensions dans une barre rectangulaire, II, 223. — *Petol*. Emploi des accouplements élastiques dans les transmissions d'automobile, II, 309. — *Hartmann*. Distribution des déformations dans les métaux soumis à des efforts, II, 309. — *Mayor*. Déformations de certains systèmes élastiques, II, 472. — *Frémont*. Déformation dans les métaux soumis à des efforts, II, 477. — *Lecornu*. Flexion d'une poutree ncastrée, II, 482. — *Chéneveau et Hein*. Elasticimètre enregistreur, II, 535. — *Cisotti*. Déformations élastiques sans efforts tangentiels, II, 660. — *Lorenz*. Flexion des tubes courbes, II, 874.

ACIERS. — *Cassebaum*. Propriétés de l'acier fondu doux, I, 154. — *Portevin*. Aciers au chrome, I, 661.

CAPILLARITÉ. — *Tangl*. Tension superficielle à la surface d'un solide et d'un liquide, I, 240. — *Heydweiler*. Tension superficielle des solutions salines, I, 354.

— *Merton*. Calibrage des tubes, I, 314. — *Russenberger*. Extension des lois de la capillarité, I, 661. — *Cederberg*. Tensions superficielles des solutions salines dans l'alcool, I, 871. — *Livingston et Morgan*. Poids des gouttes, I, 1061. II, 424. — *Burton et Wiegand*. Effets de l'électricité sur les gouttes d'eau, II, 227. — *Ferguson*. Mesures photographiques sur des gouttes liquides, II, 400. — *Vermorel et Dantony*. Tension superficielle et pouvoir mouillant, II, 483. — *Boys*. Bulles de savon, II, 611. — *Christoff*. Absorption et tension superficielle, II, 695. — *Swinne*. Densité, tension superficielle et température, II, 695. — *Devaux*. Lames d'huile étendues sur l'eau, II, 699; fixation, 891. — *Pollock*. Origine des petites bulles de mousse, II, 774. — *Grumnach*. Tension superficielle des mélanges d'alcool et d'eau, II, 856. — *Walden et Swinne*. Constantes capillaires des éthers liquides, II, 969. — *Bakker*. Couche capillaire double, II, 973. — *Shorter*. Élasticité des membranes liquides, II, 1027.

VISCOSITÉ DES LIQUIDES. — *Boselli*. Résistance au mouvement dans un fluide de petits corps non sphériques, I, 136. — *Lamb*. Mouvement uniforme d'une sphère dans un liquide visqueux, I, 454. — *Hadamard*. Id., I, 587. — *E. Bose et M. Bose*. Frottement interne de différents liquides en régime turbulent, I, 329. — *Karman*. Id., I, 425. — *Nagornou, Zemczuzni et Kurnakow*. Pression d'écoulement des mélanges isomorphes, I, 522. — *Bancelin*. Viscosité des solutions, I, 576. — *Drucker et Kassel*. Fluidité des mélanges binaires, I, 711. — *De Bothezat*. Amortissement des oscillations dans un fluide, I, 775. — *Koch*. Frottement extérieur des liquides, I, 780. — *Sorkau*. Frottement interne de quelques liquides organiques, I, 784. — *Mises*. Mesure de la fluidité, I, 960. — *Arnold*. Limites imposées à la loi de Stokes, I, 1027. — *Roy*. Viscosité dans le mouvement des membranes fluides, II, 54, 123; ondes de choc dans le mouvement des membranes fluides, II, 316. — *Mercanton*. Frottement intérieur d'un liquide et température, II, 248. — *Pick*. Frottement interne de deux liquides cristallisés, II, 260. — *Dauzère*. Tourbillons cellulaires, II, 472, 760. — *Deslandes*. Remarque, II, 472. — *Porter*. Viscosité des liquides, II, 485. — *Boussinesq*. Résistance aux transformations d'un ellipsoïde dans un liquide visqueux, II, 576. — *Faust*. Frottement interne des mélanges liquides, II, 690. — *Cheneveau*. Viscosité des solutions, II, 752. — *Sorhaix*. Frottement de turbulence, II, 872. — *Cisotti*. Mouvement d'un solide dans un liquide visqueux, II, 914.

VISCOSITÉ DES GAZ. — *Rankine*. Viscosité et poids atomique des gaz inertes, I, 152. — *Reinganum*. Frottement intérieur des gaz, I, 869. — *Thomsen*. Frottement intérieur des mélanges gazeux, II, 73. — *Blasius*. Fonctions de courant pour les ailes et les pales des antennes, II, 240. — *Gyozo-Zemplen*. Frottement intérieur des gaz, II, 499.

MOUVEMENT BROWNIEN. — *Fletcher*. Théorie du mouvement brownien, I, 331. — *Perrin et Bjerrum*. Agitation moléculaire des liquides visqueux, I, 582. — *Lifschitz*. Écartement des particules dans les mouvements browniens par chocs rapides, I, 389, II, 313, 477, 480. — *De Broglie*. Mouvement brownien dans les gaz à basse pression, II, 123.

COMPRESSIBILITÉ DES LIQUIDES. — *Lewis*. Compressibilité du mercure, II, 691. — *Wourtsel*. Compressibilité du chlorure de méthyle, II, 752.

CRISTAUX LIQUIDES. — *Vorlander et Hutt*. Double réfraction dans les cristaux liquides, I, 166. — *Prins*. Cristaux mixtes et loi des phases, I, 167. — *Friedel et Grandjean*. Structure des liquides à conique focale, I, 220. — *Mauguin*. Orientation par le champ magnétique, I, 586; Indices de réfraction, II, 56; Cristaux

liquides, II, 162; Agitation inerte des cristaux liquides, II, 570. — *Van Wartemberg*. Id., II, 155. — *Wulf*. Points nucléaires et points de convergence de la phase cristalline liquide du paraazoxyphénétol, I, 606. — *Lehmann*. Optique des gros cristaux liquides, I, 674, 702; Etude magnétique des cristaux liquides, II, 598; influence des mouvements tourbillonnaires sur la structure des cristaux liquides, II, 859. — *Vieth*. Influence du champ magnétique, I, 702. — *Gaubert*. Indice de réfraction des cristaux liquides, I, 833; II, 56; Polarisation circulaire des cristaux liquides, II, 474. — *Von Hartemberg*. Liquides cristallins, I, 958. — *Pick*. Frottement interne des mélanges de deux liquides cristallisés, II, 260. — *Lehmann*. Liquides cristallins et amorphes, II, 162. — *Stumpf*. Phénomènes optiques dans un liquide cristallisé actif, II, 336.

DIFFUSION. — *Aubert*. Thermo-diffusion, I, 476. — *T. et A. Sredberg*. Vitesse de diffusion et grandeur des molécules dissoutes, I, 320. — *Vaillant*. Mesure des coefficients de diffusion, I, 877. — *Richardson et Ditto*. Diffusion du néon à travers le quartz chaud, I, 1024. — *Fouard*. Mécanisme de l'osmose, II, 56. — *Austerweil*. Passage de l'hydrogène à travers le tissu caoutchouté, II, 215. — *Roberts*. Transpiration des gaz à travers les tubes, II, 232. — *Charpy et Bonnerot*. Perméabilité du fer pour l'hydrogène, II, 344.

Chaleur et Thermodynamique.

THERMOMÉTRIE. — *Birkeley et Burton*. Thermostat, I, 674. — *Holborn et Henning*. Comparaison des thermomètres et points fixes, I, 688. — *Buisson et Fabry*. Température des sources de lumière, II, 570. — *Day et Sosman*. Mesure de températures élevées par le thermomètre à gaz, II, 727, 831, 899. — *Smith*. Emploi du pont en thermométrie, II, 924.

RÉGULATEURS DE TEMPÉRATURE. — *Griz*. Lames bimétalliques, I, 247. — *Esclançon et Parenty*. Régulateur thermique, II, 214. — *Livingston et Moisan*. Bain simple à température constante, II, 424.

DILATATION. — *Duclaux*. Dilatation et état physique de l'eau, I, 105. — *Guil-laume*. Anomalie de la dilatation des aciers au nickel, I, 214, 578; modification par les chauffés et le temps, I, 663. Dilatabilité du nickel commercial, II, 315. — *Hackspill*. Coefficient de dilatation des métaux alcalins, I, 217. — *Galeotti*. Recherches dilatométriques sur les hydrolyses, I, 344. — *Siglerschmidt*. Dilatation thermique des métaux, I, 783. — *Ostwald*. Coefficient de dilatation des liquides et température, II, 121. — *Scheel et Hense*. Dilatation du mercure, II, 399. — *Eumorfopoulos*. Dilatation du mercure et du quartz, II, 917. — *Lindeman*. Température et coefficient de dilatation, II, 415, 872. — *Bloch*. Dilatation des cristaux, II, 607. — *Davidts*. Dilatation des solutions aqueuses des sels, II, 693. — *Callendar*. Dilatation anisotrope d'un tube étiré de silice amorphe, II, 669. — *Smirnoff*. Dilatation des alliages d'Al et de Zn, II, 739. — *Davies*. Coefficient de dilatation des liquides et températures critiques, II, 917.

DENSITÉ DES GAZ ET DES VAPEURS. — *Kling*. Influence des catalyseurs sur la détermination des densités de vapeurs, I, 310. — *Kleemann*. Relation entre la densité, la température et la pression des corps, I, 317. — *Lauriol*. Densité de gaz au moyen d'orifices étalons, I, 466. — *Menzies*. Densité de vapeurs de corps

volatils, I, 524. — *Cardoso*. Densité au voisinage du point critique, I, 769. — *Ter Gazarian*. Densité du gaz hydrogène phosphoré, I, 872. — *Ph.-A. Guye, Kovacs et Woultzel*. Poids du litre d'air atmosphérique à Genève, II, 373, 938. — *Leduc*. Densité de quelques gaz et vapeurs, II, 733.

CHANGEMENTS D'ÉTAT. — FUSION. — *La Rosa*. Fusion du carbone, I, 136, II, 77. — *Watts et Mendhall*. Id., I, 685. — *Jolibois*. Variétés allotropiques et point de fusion de l'arsenic, I, 391. — *Stoltzemberg*. Point de fusion des liquides cristallisés, I, 720. — *Forsythe*. Points de fusion du tantale et du tungstène, II, 126. — *Billon-Daguerre*. Fusion du quartz pur, II, 222. — *Smith et Carson*. Soufre amorphe, II, 261. — *Stein*. Relation entre la résistance électrique, la température de fusion et le volume atomique des métaux, II, 413. — *Koenigsberger*. Continuité et réversibilité dans les changements d'état, II, 508. — *Schames*. Nature des changements d'état, II, 785.

TENSION DE VAPEUR. — *Scheel et Heuse*. Pression de saturation de la vapeur d'eau au-dessous de 0°, I, 70. — *Thiesen*. Tension de vapeur de la glace, I, 70. — *Gouy*. Tension de vapeur d'un liquide électrisé, I, 85. — *Lippmann*. Action des forces extérieures sur les tensions de vapeurs, I, 215; Tension des vapeurs et des gaz dissous, I, 261. — *Michaud*. Variation de la tension de vapeur à température constante, I, 390. — *Kurlla*. Partage d'un corps entre deux phases, I, 714. — *Greenwood*. Tension de vapeur de quelques métaux, I, 714. — *Smith et Menzies*. Tension de vapeur du calomel desséché, I, 717. — *Hansen*. Abaissement des tensions de vapeur aux faibles pressions, I, 719. — *Claude*. Fabrication industrielle de l'azote pur, I, 1016. — *Van der Waals*. Valeur des constantes critiques, I, 1057. — *Cederberg*. Chaleur de vaporisation, tension de vapeur et température, I, 1064; Loi de tension de vapeur, II, 262. — *Follive*. Force élastique des vapeurs saturantes, II, 214. — *Besson*. Condensation de la vapeur d'eau par détente dans une atmosphère de CO₂, II, 219. — *Marcellin*. Evaporation des liquides surchauffés, II, 310. — *Hackspill*. Tension de vapeur des métaux alcalins entre 250° et 400°, II, 396. — *Becker*. La condensation des vapeurs, II, 421. — *Lewis*. Mécanisme de la vaporisation, II, 691. — *Golodetz*. Distillation fractionnée par la vapeur d'eau, II, 687. — *Hofbauer*. Pression de saturation de la vapeur d'eau, II, 973. — *Lelarge*. Cause d'explosion des tubes à hydrogène, II, 1019.

EQUATION D'ÉTAT. — *Pochhammer*. Equation d'état pour calculs approchés, II, 406. — *Lewis*. Etude de l'état liquide, II, 421. — *Tammann*. Equation d'état pour les petits volumes, II, 503. — *Korber*. Volumes limites, II, 503. — *Sukhodski*. Pression interne des liquides, II, 668. — *Ratnowsky*. Equation d'état pour un corps solide monoatomique, II, 675. — *Kleemann*. Propriétés fondamentales de l'équation d'état, II, 1021.

DILATATION ET COMPRESSIBILITÉ. — *Kreider*. Loi de Mariotte, II, 343. — *Amagat*. Variations du coefficient de pression avec la température, II, 397. — *Wuite*. Diamètre de la courbe p, T , II, 422.

ÉTAT CRITIQUE. — *Ostwald*. Théorie des troubles critiques, II, 74. — *Vérain*. Constante diélectrique de l'acide carbonique au voisinage du point critique, II, 219. — *Smoluchowski*. Opalescence des gaz à l'état critique, II, 226.

CALORIMÉTRIE. — APPAREILS. — *Lauriol*. Pouvoir calorifique du gaz d'éclairage, I, 726. — *Neesen*. Calorimètre à éther, II, 148. — *Féry*. Calorimètre thermoélectrique à combustion, II, 313; 550.

CHALEURS SPÉCIFIQUES. — *Le Bel*. Echauffement singulier de fils minces de platine, I, 135. — *Einstein*. Relation entre l'élasticité et la chaleur spécifique des solides monatomiques, I, 158, 324. — *Koref*. Chaleurs spécifiques à basse température, I, 942; Fréquence propre des éléments en combustion, II, 339. — *Russel*. Id., II, 249. — *Woitaschewsky*. Chaleur intégrale de dissolution et température, II, 424. — *Kornigsberger* et *Weiss*. Chaleur de Thomson, II, 677. — *Guil-laume*. Capacité calorifique massif de l'eau, II, 575. — *Thibault*. Chaleur spécifique de quelques gaz et vapeurs, I, 683. — *Sheel* et *Hense*. Chaleur spécifique de l'air à la température ordinaire, II, 148, 253. — *Guéritot*. Rapport des chaleurs spécifiques des gaz, II, 310. — *Leduc*. Chaleur spécifique des vapeurs, I, 588, 660; II, 393; Rapport γ , II, 1018. — *Moody*. Rapport des chaleurs spécifiques de CO. II, 514. — *Bouchard*. Chaleur des gaz de la respiration, II, 576. — *Bjerrum*. Chaleur spécifique de la vapeur d'eau et de CO², II, 696. — *Robitzsch*. Rapport des chaleurs spécifiques des vapeurs de K et Na, II, 834.

CHALEURS DE TRANSFORMATION. — *Kleemann*. Chaleur des mélanges des substances, I, 484. — *Baud*. Chaleur moléculaire de fusion, I, 581. — *Greenwood*. Chaleur de vaporisation de quelques métaux, I, 714. — *Massol* et *Faucon*. Chaleur latente de fusion et chaleur spécifique des acides gras, I, 770. — *Thorkelsson*. Equation d'état et chaleur interne de vaporisation, I, 788. — *Lewis*. Chaleur latente de vaporisation des liquides, I, 838. — *Colson*. Chaleurs de dissolution, I, 1017. — *Nagornow* et *Rotinjanz*. Chaleur latente de vaporisation des liquides, II, 262. — *Brandt*. Chaleur interne de vaporisation, II, 406. — *De Forcrand*. Chaleur de dissolution, de fusion et de volatilisation dans le cycle hexanol, II, 659. — *De Forcrand*. Étude thermo-chimique de quelques composés binaires, I, 132.

THERMODYNAMIQUE. — *Décombe*. Entropie et température, I, 134; Interprétation physique de la chaleur non compensée, I, 219, 359, 481; Chaleur de Siemens, I, 589. — *Paschen* et *Wolff*. Equivalent mécanique de la chaleur, I, 247. — *Wertheimer*. Thermodynamique de la vapeur d'eau, I, 255. — *Van Laar*. Thermodynamique chimique, I, 344. — *Planck*. Énergie et température, I, 345; nouvelles théories thermo-dynamiques, II, 415. — *Amar*. Loi de la dépense positive de travail, I, 661. — *Pawlow*. Application de la thermodynamique aux systèmes dilués, I, 713. — *Ehrenfest*. Les théorèmes de la réciprocity, I, 792. — *Bloch*. Théorèmes généraux, I, 820, 912; Théorèmes généraux de mécanique et de thermodynamique, I, 989. — *Ornstein*. Bases mécaniques de la thermodynamique, I, 1058. — *Marcellin*. Mécanisme des phénomènes réversibles, I, 1065. — *Mercanton*. Equivalent mécanique de la calorie, II, 248. — *Grumbach*. Théorie thermodynamique de l'absorption, II, 283. — *Einstein*. Fondement thermodynamique de la loi de l'équivalent thermo-chimique, II, 338. — *Hasenhorl*. Fondements de la théorie mécanique de la chaleur, II, 414. — *Appel*. Equations de la thermodynamique, II, 476. — *Kænigs*. Cycle de Joule, II, 477. — *Kuenen*. Établissement des relations thermodynamiques, II, 532. — *Pollitzer*. Thermodynamique de l'élément Clark, II, 607. — *Leduc*. Détente de la vapeur d'eau saturante, II, 662. — *Mérigeault*. Rendement d'un moteur à gaz, II, 914, 1013. — *Shook*. Machine à calculer les températures thermodynamiques, II, 962. — *Vigneron*. Les théories statistiques en thermodynamique, II, 1006. — *Gouy*. Théorie cinétique et principe de Carnot, II, 1010.

Amar. Dépense énergétique dans la marche, I, 302, 383.

MÉCANIQUE MOLÉCULAIRE. — *Einstein*. La loi d'Eotvos, I, 157; mouvement moléculaire thermique des corps solides, I, 782. — *Duhem*. Quasi-ondes de choc, I, 221. — *Reiger*. Cisaillement dans les gaz, I, 236. — *Enskog*. Généralisation de la

seconde théorie des gaz de Maxwell, I, 243. — *Dunoyer*. Théorie cinétique des gaz, I, 306. — *Sackur*. Fondement cinétique du nouveau théorème de thermodynamique de Nernst, I, 348. — *Juttner*. Loi de répartition des vitesses de Maxwell, I, 503; Dynamique des gaz en mouvement, I, 601. — *Baleman*. Théorie des probabilités, I, 393. — *Leduc*. Pression interne dans les gaz, I, 564. — *Mils*. Température et action moléculaire, I, 666. — *Lewis*. Pression interne d'un liquide, I, 670. — *Diétérici*. Théorie de l'équation d'état, I, 681. — *Gay*. Notion de tension d'expansibilité, I, 769. — *Gruner*. Résultat paradoxal de la théorie cinétique, I, 847. — *Amagat*. Pression intérieure des fluides à zéro absolu, I, 1049. — *Berthoud*. Théorie cinétique des gaz et thermodynamique, I, 1064. — *Nernst*. Énergie interne des solides, II, 66. — *Tyler*. Loi d'attraction moléculaire, II, 224. — *Langevin*. Comparaison des molécules gazeuse et dissoute, II, 311. — *Sackur*. Emploi de la théorie cinétique des gaz dans les problèmes chimiques, II, 407. — *Juttner*. Intégrales générales de la cinétique chimique, II, 419. — *Buisson* et *Fabry*. Largeur des raies spectrales et théorie cinétique des gaz, II, 442. — *Reinganum*. Action des doublets électriques d'après la mécanique statistique, II, 676. — *Vegdscheider*. Travail produit par les transformations chimiques, II, 692. — *Kleeman*. Propriétés cinétiques des molécules, II, 924. — *Gay*. Tension d'expansibilité, II, 966. — *Boissoudy*. Association moléculaire des gaz, II, 1041. — *Low*. La pesanteur et l'énergie moléculaire et atomique des gaz, II, 1058.

Physico-chimie.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Cuthberson*. Constantes de quelques gaz inertes, I, 144. — *Tammann*. Diagramme d'état de l'iode d'argent, I, 168. — *Lecoq de Boisbaudran*. Déshydratation des sels, I, 221. — *Gay*. Mélanges d'acide acétique avec les liquides normaux, I, 304. — *Hackspill* et *Bossuet*. Température d'attaque de l'eau par les métaux alcalins, I, 392. — *Moureu* et *Lepape*. Rapport du crypton à l'argon dans les mélanges naturels, I, 393, 381; Dosage photométrique du xénon, I, 926; Gaz rares des grisous, I, 1049; Gisements d'hélium, II, 753. — *Duclaux*. Phénomènes de catalyse, I, 478. — *Joseph*. Action du brome sur l'acide formique, I, 521. — *Kirchner*. Monohydrate de chlorure de baryum, I, 521. — *Smith* et *Menzies*. Décomposition de la vapeur de calomel, I, 523. — *Rosenthaler*. Spécificité stéréochimique des catalyseurs, I, 523. — *Kernbaum*. Décomposition de l'eau par les métaux, I, 586. — *Smits*. Allotropie, I, 743. — *Smilts* et de *Leeuw*. Id., I, 1062. — *Baume*. La chimie physique en 1910, I, 1066. — *Frie*. Modifications subies par les nitrocelluloses sous l'action de la chaleur, II, 121. — *Dutoit* et *Weiss*. Volumétrie physicochimique, II, 131. — *Kornigsberger*. Mesure de l'affinité chimique, II, 153. — *Vogt*. Températures de transformation de l'azotate d'ammonium, II, 170. — *Joye* et *Garnier*. Composés du néodyme, II, 223. — *Wegelius*. Nombre de phases d'une substance, II, 260. — *Grumbach*. Recherche de très petites quantités de matière par voie électrochimique, II, 312. — *Meunier*. Combustion gazeuse, II, 314. — *Colson*. Singularité de certaines vérifications en chimie physique, II, 398. — *Schaposchdiko*. Etude des colorations substantives, II, 426. — *Bruno* et *Turquand d'Auzay*. Dosages de sulfates, II, 474. — *De Forcrand*. Constantes physiques du cyclohexanol, II, 569. — *A. Guye*. Teneur du chlorate de potasse en chlorure, II, 604. — *Szyszkowski*. Recherches colorimétriques sur l'action des sels neutres, II, 608. — *Chauveau*. Détermination de l'inversion, II, 662. — *Guasco*. Toxymètre à gaz CO, II, 755. — *Holderer*. Arrêt des diastases par filtration, II, 756. — *Vallery*. Coagulation de l'albumine, II, 761. — *Tétrode*. Constante chimique des gaz et quantum d'action élémentaire, II, 590, 861. — *Freundlich* et *Richards*. Etude cinétique de la transformation des chloralkylamines en combinaisons hétérocycliques, II, 969. — *Kirschner*. Dimorphisme de

l'acide oléique, II, 970. — *Kilpi*. Hydrolyse des étheramides, II, 1057. — *Brönstedt*. Affinité, II, 1058.

CONSTITUTION MOLÉCULAIRE. — *Batschinski*. Degré d'association des molécules des liquides, I, 167. — *Rosensthiel*. Eau polymérisée et eau de cristallisation, I, 288, 307. — *Duclaux*. Constitution de l'eau, I, 577; II, 602. — *Luclaux* et *Wolmann*. Couleur et constitution de l'eau, II, 263. — *Fry*. Constitution du benzène, I, 712. — *Strubb*. Constitution du chlorure d'argent ammoniacal, I, 1061. — *Ter Gazarian*. Relation générale entre les propriétés physiques des corps, II, 53. — *Colson*. Dissomolécule et formule de van t'Hoff, II, 53. — *Nicholson*. Structure des éléments chimiques, II, 63. — *Ph.-A. Guye*. Complexité moléculaire dans l'état liquide, II, 129. — *Colton* et *Moulton*. Birefringence magnétique et constitution chimique, II, 393. — *Henry*. Masse des molécules liquides (mercure), II, 396. — *Tyrber*. Facteur d'association des liquides, II, 971.

POIDS ATOMIQUES ET POIDS MOLÉCULAIRES. — *Loring*. Relation entre les poids atomiques, I, 257. — *Perrin*. Grandeurs moléculaires, I, 477, 576. — *Van den Broek*. Place des éléments radioactifs, I, 698. — *Baur*. Système périodique des éléments, I, 716. — *Stackelberg*. Groupement des éléments, I, 720. — *Hartung*. Molécules des sels dans le phénol, I, 720. — *Ter Gazarian*. Poids atomique du phosphore, I, 872. — *Hinrichs*. Poids atomiques des éléments dominants, I, 1018; Poids atomique de l'argent, II, 216; Erreurs systématiques dans la détermination des poids atomiques, II, 480. — *Le Chatelier*, id., II, 750. — *Wou tzel*. Poids atomique de l'azote, II, 123; du Cl, II, 758. — *De Coninck*. Poids moléculaire de la chaux, II, 126. — *Van Ginniken* et *Kruyt*. Théorie des éléments normaux, II, 121. *Bary*. Valeur approchée du poids moléculaire du caoutchouc, II, 479. — *Pechaur*. Détermination de quelques poids atomiques, II, 573. — Rapport du Comité international des poids atomiques pour 1912, II, 609. — *Lebeau*. Poids atomique de l'uranium, II, 732. — *Baume* et *Perrot*. Poids atomique du Cl, II, 764. *Grüneisen*. Théorie de l'état solide des éléments monoatomiques, II, 1043. *Lammel*. Système naturel des éléments, II, 1044.

EQUILIBRE CHIMIQUE. — *Kleemann*. Lois de l'attraction chimique entre les atomes, I, 141. — *Hirniak*. Réactions réciproques, I, 167. — *Boselli*. Vitesse de réaction dans les systèmes hétérogènes, I, 217, 222, 307. — *Urbain* et *Scal*. Systèmes monovariants qui admettent une phase gazeuse, I, 369. — *Trautz*. Coefficient de température des vitesses de réaction chimique, I, 519. — *Scheffer*. Équilibres hétérogènes, I, 521. — *Achalme*. Viscosité et actions diastasiques, I, 584. — *Just* et *Ranko*. Action de l'hydrogène sur les solutions de permanganate de potasse, I, 716. — *Stafford*. Équilibre de dissociation de $S^8 - 4S^2$, I, 720. *Jouguet*. Points indifférents, I, 773. — *Bronsted*. Affinité chimique, I, 790, 1061. — *Grumell*. Vitesse de réaction et fluidité du milieu, I, 574. *Taffanel* et *Dau triche*. Amorçage des explosifs, I, 1018. — *Forissen*, *Siewretsz van Reesema*. Extinction des flammes, I, 1058. — *Milbauer*. Catalyse par le platine dans l'oxydation de l'hydrogène par l'acide sulfureux, I, 1062. — *Rimbach* et *Volk*. Mesures polarimétriques d'avidité sur des bases faibles en solution non aqueuse, I, 1062. — *Wigand*. Réaction lumineuse réversible du soufre, I, 1063. — *Dub isay*. Équilibres chimiques en solution, II, 53, 221. — *Boselli*. Vitesses de réaction dans les systèmes hétérogènes, II, 131. — *Urbain* et *Scal*. Systèmes monovariants qui admettent une phase gazeuse, II, 133. — *Zenneck*. Décomposition du peroxyde d'azote par l'effluve, II, 155. — *Zenneck* et *Strasser*. Id., II, 157. — *Matiignon*. Système sulfate de cadmium-gaz chlorhydrique, II, 317. — *Tammann*. Équilibre thermodynamique d'un système formé d'une seule substance, II, 407. — *Von Halban*. Cinétique des sels ammoniacaux, II, 419. — *Colson*. Nécessité

de reviser l'action de masse, II, 573, 661. — *Le Chatelier*. Id., II, 376. — *Berthaud*. Id., II, 757. — *Ph.-A. Guye*, II, 751. — *Colson*. Dissociation sans changement de volume et loi d'action de masse, II, 577, II, 1013. — *Le Chatelier*. Id., II, 1013. — *Boselli*. Vitesse de réaction dans les systèmes hétérogènes, II, 602. — *Briner*. Vitesse de réaction entre corps gazeux, II, 603. — *Bronsted*. Affinité, II, 605. — *Timofejew*. Influence de la pression sur l'affinité, II, 606. — *Davis*. Influence stéréochimique, II, 607. — *Bain et Davis*. Id., 607. — *Lemoine*. Vitesse de décomposition de l'eau oxygénée sous l'influence de la chaleur, II, 661. — *Smits*. Lignes d'équilibre entre trois phases, II, 688. — *Holmberg*. Catalyse par les cations, II, 691. — *Wegscheider*. Travail produit par les transformations chimiques, II, 692. — *Sahmen*. Cristaux mixtes ternaires, II, 695, 1059. — *Schreinackers et Bos*. Système eau-phénol-acide chlorhydrique à 12°, II, 696. — *S. et Deuss*. Eau-alcool-sulfate manganéux, II, 696. — *Johansson*. Vitesses de réaction, II, 698. — *De Forcrand*. Système eau cyclohexanol, II, 750. — *Bidet*. Système gaz ammoniac et chlorhydrate d'éthylendiamine, II, 755. — *Spilbrein*. Sulfate de lithium et sulfates alcalins en présence de leur solution mixte, II, 758. — *Baume et Pamfl*. Courbe de fusibilité des systèmes volatils, II, 762. — *Briner et Durand*. Condition de formation des acides nitreux et nitriques, II, 912. — *Krapivine*. Vitesse de formation de l'acétothiosulfate de soude, II, 967. — *Golblum et Lev*. Ordre de réaction entre les acides iodhydrique et chromique, II, 967. — *Kruyt*. Equilibre solide liquide vapeur dans les systèmes binaires, II, 969. — *Jänecke*. Couple de sels réciproques, II, 970. — *Bodenstein et Kranendeck*. Destruction de l'anhydride sulfurique au contact du verre de quartz, II, 974. — *Lotka*. Autocatalyse avec processus oscillatoire, II, 974.

THERMODYNAMIQUE DES MÉLANGES. — *Baume et Perrot*. Courbe de fusibilité des mélanges gazeux, I, 590. — *Baume et Pamfl*. Id., I, 474. — *Baume et Germain*. Id., I, 832. — *Baume*. Etude quantitative des mélanges gazeux, I, 875. — *Smith*. Système éther-anthraquinone, I, 713. — *Brimer*. Condensation de deux gaz comme critérium de la formation d'une combinaison, I, 792. — *Briner et Vrocziński*. Réactions dans les systèmes fortement comprimés, I, 873. — *Bournoff et Ph.-A. Guye*. Formation du chlorure de nitrosyle à basse température, I, 876. — *Smits et Leeuw*. Allotropie homogène dans un système pseudo-ternaire, I, 1060. — *De Leeuw*. Système acétaldéhyde alcool éthylique, I, 1060. — *Menschutkin*. Système propylbenzène trichlorure d'ammonium, I, 1064; Systèmes binaires, II, 430. — *Baume et Georgitses*. Courbes de fusibilité de quelques systèmes binaires, II, 312. — *Schulze*. Chaleur spécifique des mélanges liquides binaires, II, 521. — *Pascal*. Analyse thermique de l'hexachloréthane et de ses mélanges binaires, II, 397. — *Jablzeński et Przemyski*. Systèmes hétérogènes. II, 966.

DISSOLUTION. — *Lewis*. Théorie de la concentration de Gibbs, I, 84. — *Von Weimann*. Nature des systèmes dilués, I, 321. — *Colson*. La particule dissoute. I, 721; Théorie des solutions, I, 925, 1017; II, 218. — *Sutherland*. Id., I, 833. — *Gay*. Notion de solution idéale, I, 872. — *Jones*. Théorie des solvates, I, 874. — *Wolf*. Effets volumétriques dans les phénomènes de dissolution, I, 946. — *Girard et Henri*. Hypothèses sur l'état moléculaire des corps en solution, I, 1022. — *Prudhomme*. Solubilité des sels difficilement solubles, II, 129. — *Baud*. Loi générale de dissolution, II, 216. — *Le Blanc et Schmandl*. Cristallisation et dissolution en solution aqueuse, II, 261. — *Schmidt*. Absorption des dissolutions, II, 261. — *Rohrs*. Dissociation des dissolvants autres que l'eau, II, 325. — *Heydweiller*. Propriétés physiques des solutions, II, 337. — *Pionchon*. Dissolution du cuivre dans l'eau, II, 394. — *Bendall*. Solubilité du carbonate de calcium dans l'eau, II, 668. — *Marc*. Cristallisation dans les solutions aqueuses, II, 690. — *Freunlich et Ponsjak*. Vitesse de cristallisation, II, 691. — *Kirchner*. Solubilité du rhodanure

d'argent, II, 692. — *Poma*. Etat des corps dissous dans l'acide sulfurique absolu, II, 965.

ABSORPTION DES GAZ. — *Guichard*. Gaz dégagés par les parois des tubes, I, 393; Extraction des gaz du cuivre, I, 663, 770. — *Charpy et Bonnerot*. Gaz contenus dans les aciers, I, 480. — *Tor Carlson*. Vitesse de dissolution dans le système gaz fluide, I, 875. — *Duclaux*. Absorption des gaz par les corps poreux, II, 58. — *Berbler*. Absorption des gaz par le charbon de bois, II, 328. — *Sieverli*. Solubilité de l'hydrogène dans Cu, Fe, Ni, II, 260. — *Carvallo*. La loi de Guldberg et Waage, dans le cas de la dissolution des gaz, II, 577. — *Sander*. Solubilité de l'anhydride carbonique dans l'eau et quelques autres dissolvants à pression élevée, II, 609. — *Schmidt*. L'absorption, II, 687. — *Guichard et Jourdan*. Gaz de l'aluminium, II, 752.

COLLOÏDES. — *König*. Ecartement des particules ultramicroscopiques par les chocs sonores, I, 476. — *Lifchitz*. Id., I, 389. — *Bary*. Dissolution des matières colloïdales, I, 577. — *Duclaux et Wolman*. Pression osmotique des colloïdes, I, 583. — *Biltz*. Id., I, 720. — *Muller*. Couleur des particules d'argent colloïdal, I, 678. — *Weiss*. Charge des particules d'argent, I, 703. — *Svedberg et Inouye*. Lois de Boyle-Gay-Lussac appliquées aux colloïdes, I, 790. — *Lancien*. Rhodium colloïdal électrique, II, 54. — *Gans*. Particules ultramicroscopiques d'or, II, 507. — *Duclaux*. Mécanisme de la coagulation, II, 573. — *Oden*. Coagulation fractionnée, II, 688. — *Rebière*. Argent colloïdal, II, 576. — *Fischer et Brieger*. Le fer dans le sang, II, 610. — *Oden*. Coagulation fractionnée, II, 688. — *Vallery*. Coagulation de l'albumine, II, 761.

THERMODYNAMIQUE DES DISSOLUTIONS. — OSMOMÉTRIE. — *Rosensthiel*. Role de la cohésion et de la pression osmotique dans la teinture, I, 52; Force osmotique, I, 482. — *Fouard*. Préparation des membranes semi-perméables, I, 304, 627; Osmométrie des solutions salines, I, 1016, II, 269. — *Duclaux et Volman*. Pression osmotique des colloïdes, I, 583. — *Bary*. Phénomènes osmotiques dans les milieux non conducteurs, I, 591. — *Von Antropoff*. Dynamique des cellules osmotiques, I, 718. — *Shorter*. Application de la théorie du potentiel chimique à la théorie thermodynamique des solutions, II, 63, 486. — *Berkeley*. Solubilité et sur-saturation au point de vue osmotique, II, 1019.

CRYOSCOPIE. — *Cornec*. Etude cryoscopique de quelques minéraux et phenols, I, 772. — *Boutaric*. Cryoscopie dans l'hypo-sulfite de sodium fondu, I, 1021. — *Boutaric et Leenhardt*. Cryoscopie dans le sulfate de soude, II, 1015. — *Leenhardt et Boutaric*. Cryoscopie dans l'hypo-sulfite de soude, II, 123. — *Jouiniaux*. Cryoscopie dans le camphre, II, 577. — *Goebel*. Calcul des constantes d'équilibre à partir des déterminations cryoscopiques, II, 604. — *Sackur*. Sels fondus employés comme dissolvants, II, 609, 610. — *De Forcrand*. Etude cryoscopique du cycle hexanol, II, 659. — *Roth*. Mesures cryoscopiques de précision, II, 697. — *Flugel*. Point de congélation des dissolutions aqueuses très étendues, II, 697.

TONOMÉTRIE. — *Menziès*. Détermination de poids moléculaires par des mesures de tension de vapeur, I, 522. — *Speranski*. Tension de vapeur et chaleur intégrale de dissolution des solutions saturées, II, 422. — *Beckmann*. Méthodes ébullioscopiques, II, 688, 691, 697.

ALLIAGES. — *Dunstan*. Coefficient de traction visqueuse des alliages de plomb et d'étain, I, 80. — *Ross*. Alliages ternaires de cuivre, I, 117. — *Coste*. Metallo-

graphie du système or-tellure, I, 392. — *Portevin*. Aciers au chrome, I, 661. — *Pelabon*. Métallographie du système sélénium-antimoine, I, 772. — *Mahler et Goutal*. Dosage du carbone dans les aciers, I, 832. — *Charpy et Bonnerot*. Cémentation du fer par le carbone solide, I, 924. — *Portevin et Nusbaumer*. Influence du recuit sur les bronzes, II, 216. — *Portevin et Arnou*. Revenu des bronzes d'aluminium, II, 223. — *Robin*. Hauteur du son dans les aciers, II, 298. — *Mahler et Goutal*. Emploi de l'oxygène sous pression pour doser le carbone total des ferro-alliages, II, 658. — *Chourigine*. Alliages du platine avec l'aluminium, II, 752. — *Smirnof*. Dilatation des alliages d'Al et de Zn, II, 759. — *Robin*. Cristallisation par recuit des métaux écrouis, II, 913.

PROPAGATION DE LA CHALEUR. — *Smoluchowski*. Conductibilité calorifique des gaz raréfiés, I, 146; Théorie, I, 850. — *Eucken*. Conductibilité calorifique des solides non métalliques, I, 238; Variation avec la température de la conductibilité de quelques gaz, II, 153; Conductibilité calorifique de quelques cristaux, II, 239. — *Leprince-Ringuet*. Transmission de la chaleur entre un fluide en mouvement et une surface métallique, I, 302. — *Kundsen*. Conductibilité calorifique moléculaire des gaz, I, 409. — *Nusselt*. Transmission de la chaleur dans les conduits tubulaires, I, 420. — *Reboul*. Conductibilité accompagnant les réactions chimiques, I, 585. — *Reboul et de Bollemont*. Transport de particules métalliques sous l'action de la chaleur, I, 388, 923. — *Königsberger et Weiss*. Conductibilité calorifique de quelques éléments, I, 598. — *Goldschmidt*. Conductibilité thermique des liquides, I, 696. — *Lord Rayleigh*. Conduction calorifique, I, 841. — *Townend et Lodge*. Conductibilité des gaz, I, 933. — *Schulze*. Conductibilité calorifique de quelques séries d'alliages de métaux nobles, II, 146. — *Mercanton*. Conduction à travers les gaz, II, 248. — *Lasareff*. Saut de température à la limite de séparation entre un métal et un gaz, II, 324. — *Heindhofer*. Conductibilité calorifique des gaz, II, 325. — *Suchy*. Conductibilité et chaleur rayonnée, II, 335. — *Poole*. Conductibilité thermique de quelques roches, II, 919.

Acoustique.

MOUVEMENT VIBRATOIRE EN GÉNÉRAL. — *Houston*. Amortissement d'ondes liquides dans une auge rectangulaire, I, 80. — *Rayleigh*. Application des fonctions de Bessel à l'étude des vibrations d'une membrane circulaire, I, 137. — *Stephenson*. Propriété particulière du système asymétrique, I, 148. — *Neuscheler*. Etude des vibrations sonores stationnaires, I, 155. — *Robinson*. Figures formées par les poussières sous l'influence de la décharge, II, 230, 694. — *König*. Figures de Kundt, II, 161. — *Roy*. Propagation des discontinuités dans les fils flexibles, I, 305, 587. — *Lord Rayleigh*. Interprétation physique du théorème de Schlomlich, I, 398. — *Vergne*. Problème des ondes liquides, I, 479. — *Raman*. Photographie de courbes vibratoires, I, 489. — *Lifchitz*. Id., 223, 565. — *Stephenson*. Ondes liquides, I, 593. — *Waetzmann*. Id., I, 959. — *Lebedew*. Courbe limite des ondes acoustiques courtes, I, 605. — *Jouguet*. Mouvement dans les fils, I, 1016, 1021; vitesse et accélération des ondes de choc, II, 52. — *Umow*. Conditions de l'invariance de l'équation des ondes, II, 411. — *Zemplen*. Théorie des ondes de choc, II, 597. — *Raman*. Entretien d'oscillations forcées, II, 920.

PROPAGATION. — *Neklepajev*. Absorption par l'air des ondes acoustiques courtes, I, 605.

QUALITÉS DU SON. — *Schulze*. Théorie des sons de combinaison, I, 414. — *Schaeffer*. Id., I, 414. — *Hermann*. Id., II, 326. — *Waetzmann*. Id., I, 68, 418,

685; Sons différentiels d'ordre supérieur, I, 414. — *Thomson*. Analyse harmonique, I, 661. — *Robin*. Hauteur du son dans les alliages, I, 923. — *Robin*. Variation de la hauteur et de la durée du son dans les aciers en fonction de la température, II, 298. — *Heindlofer*. Mesure absolue de l'intensité du son, II, 325.

INSTRUMENTS. — *Ritz*. Vibrations transversales d'une plaque carrée, I, 66. — *Stephenson*. Entretien du mouvement périodique par solid-friction, I, 149. — *Lifchitz*. Reproduction sonore d'une courbe périodique, I, 223. — *Carpentier*. Tension-mètre de Larquier, I, 390. — *Ives*. Vibration d'une corde élastique dans un milieu visqueux, I, 393. — *Reinstein*. Vibration des membranes elliptiques, I, 604. — *Melchissédec* et *Frossard*. Théorie mécanique de quelques tuyaux sonores, I, 664. — *Berry*. Sur les ponts de pianos, I, 667. — *Blessing*. Sons des cloches d'église, I, 708. — *Boussinesq*. Vibration spontanée d'une barre, I, 774. — *Lord Rayleigh*. Calcul des figures de Chladni, I, 837. — *Hartmann-Kempf*. Loi de résonance des corps sonores accordés, I, 943. — *Size*. Résonance multiple des cloches, II, 219; des gongs et des tantans chinois, II, 222. — *Barton* et *Billy*. Courbes de vibrations simultanées des cordes et de l'air d'un violon, II, 665. — *Steven*. Composition de deux mouvements vibratoires simples montres à l'aide d'une corde tendue, II, 667. — *Roberts*. Vibrations transversales d'une corde, II, 667. — *Taylor*. Emission de son par une source située sur l'axe d'un cylindre, II, 935.

ACOUSTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Leimbach*. Perception des sons brefs, II, 861. — *Fournier d'Albe*. Optophone, II, 963.

Optique.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE. — *Reiche*. Calcul d'un phénomène de réfraction au moyen du principe d'Huyghens, I, 156. — *Searle, Adliss* et *Dobson*. Détermination du rayon de courbure des surfaces, I, 240. — *Volkman*. Mesure des angles par la méthode des réflexions multiples, I, 332. — *Pigeon*. Stéréoscope à coulisses, I, 475. — *Southall*. Erreurs d'aberration sphérique d'un système muni de lentilles, I, 597. — *Boulouch*. Condition de l'aplanétisme vrai, I, 663. — *Sommerfeld* et *Runge*. Application du calcul vectoriel aux principes fondamentaux de l'optique géométrique, I, 675. — *Foix*. Construction des rayons marginaux dans les systèmes centres aplanétiques, I, 896. — *Mandelstam*. Théorie d'Abbe sur la formation des images par le microscope, I, 940; II, 948. — *Lummer* et *Reiche*. Id., II, 335. — *Blein*. Aberrations dans le miroir parabolique, I, 997. — *Burton*. Microazimuthmètre, II, 399. — *Duchêne*. Appareil dit « tournesol », II, 571. — *Quidor*. Microscope stéréoscopique à un seul objectif, II, 664. — *Boulouch*. Surfaces quasi aplanétiques, II, 762. — *Wolfke*. Théorie de la formation des images, II, 1045. — *Otto*. Chambre noire à fentes, II, 1052.

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Blondel* et *Rey*. Perception des lumières brèves, I, 66, 330, 643, 660. — *Horveg*. Id., II, 177. — *Chauveau*. Inhibition visuelle dans les images stéréoscopiques, I, 303; Inversions stéréoscopiques, II, 476, 678. — *Looser*. Courbes de sensibilité de l'œil pour l'intensité lumineuse, I, 332. — *Pigeon*. Mesure des degrés de strabisme, I, 638. — *Rosenthal*. L'harmonie des couleurs par l'emploi de camaïeux complémentaires, I, 925. — *Hagen*. Echeles divers pour les estimations des couleurs, I, 1036. — *Estanave*. Synthèse des couleurs complémentaires par les réseaux de lignes, II, 124. — *Dufour*. Optilmoscope, II, 465. — *Dubois*. Propriétés physiques de la lumière physiologique.

II, 475. — *Bull.* Illusion d'optique perçue au moment du clignement des yeux, II, 482.

OPTIQUE PHYSIQUE. — INTERFÉRENCES. — *Paveau*. Différence de marche introduite par une lame mince isotrope, I, 427; Franges d'interférence d'une source linéaire, I, 475. — *Cotton*. Appareils interférentiels à pénombre, I, 436. — *Schulz*. Interférence en lumière parallèle, I, 424; Interférences par un système de prismes rectangulaires, II, 454. — *Sagnac*. Stéréoscopie et stéréographie interférentielles, I, 661; Mesure de différences de phases dans un interféromètre interférentiel, II, 570. — *Sélenyi*. Diffusion de la lumière dans l'espace d'interférence de Wiener, I, 677. — *Stark*. Intensité des différents ordres d'interférence, I, 678. — *Prokowsky*. Emploi de la lumière polarisée en interférométrie, I, 694. — *Skirmer* et *Tukermann*. Interféromètres à pénombre, I, 786. — *Pokrowsky*. Id., II, 454. — *Waetzmann* et *Lummer*. Courbes d'interférence d'égalé inclinaison, I, 1042. — *Meslin*. Emploi de prismes biréfringents pour obtenir les franges d'interférences, II, 56; Franges d'interférences avec le triprisme de Fresnel, II, 316. — *Budde*. Théorie de l'expérience de Michelson, II, 161. — *Laue*. Id., II, 595. — *Fabry* et *Buisson*. Longueur des raies spectrales et production d'interférences, à grande différence de marche, II, 481. — *Boguslawski*. Interférence de deux ondes planes dans un milieu absorbant, II, 515. — *Gehrke* et *Janicki*. Franges d'interférences fines produites par des lames en forme de coin, II, 858.

DIFFRACTION. — *Wolfke*. Images d'un réseau obtenues avec différents diaphragmes, I, 234, II, 145, 332, 587. — *Raman*. Mesure photométrique du facteur d'obliquité dans la diffraction, I, 485. — *Audesson* et *Sparrow*. Influence de la forme des sillons d'un réseau, I, 597. — *Barus*. Interférences obtenues par les réseaux de réflexion, I, 668. — *Schaefer* et *Reiche*. Théorie des réseaux de diffraction, I, 937. — *Trowbridge*. Tracé des réseaux, I, 1038. — *Reiche*. Diffraction par un coin plan rectangulaire, II, 145. — *Wood*. Réseaux à distribution anormale, II, 235. — *Stansfield* et *Walmsley*. Aberration dans les réseaux à échelons, II, 236. — *Pogany*. Polarisation de la lumière diffractée par les réseaux métalliques, II, 336. — *Rybceynski*. Diffraction d'onde positive ou négative, II, 964. — *Wiegrefe*. Théorie de la diffraction, II, 949.

RÉFLEXION. — *Whesler*. Réflexion de la lumière sur certaines surfaces métalliques dans un milieu liquide, I, 837. — *Michelson*. Couleurs métalliques des oiseaux et des insectes, I, 406. — *Woigt*. Vibrations dans le second milieu lors de la réflexion totale, I, 496. — *Schaefer* et *Gross*. Réflexion totale, I, 496. — *Sangster*. Théorie de la réflexion, I, 839. — *Königsberger* et *Muller*. Détermination optique du diamètre moléculaire, I, 862. — *Von Ignatowsky*. Réflexion totale, II, 584. — *Von Ignatowsky* et *Öttinger*. Id., II, 584. — *Rayleigh*. Lois de Fresnel, II, 401. — *Clark*. Réflexion sélective des sels de chrome, II, 938.

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Rumpelt*. Double réfraction dans les couches métalliques, I, 69. — *Meslin*. Double réfraction circulaire du chlorate de sodium, I, 586. — *Boussinesq*. Construction des rayons lumineux dans un cristal, I, 587. — *Cotton*. Dichroïsme circulaire et dispersion rotatoire, I, 767. — *Gaubert*. Polychroïsme des cristaux de sulfate de potasse colorés artificiellement. II, 914. (Voir aussi Cristaux liquides.)

POLARISATION. — *Oxley*. Production de lumière polarisée circulairement, I, 405. — *Pogany*. Polarisation produite par un réseau métallique, I, 424. — *Du Bois* et *Rubens*. Polarisation des rayons calorifiques, I, 674, 839. — *Königsberger*. Id.,

I, 703. — *Boutaric*. Les grains d'amidon en lumière polarisée, I, 891. — *Chaumont*. Construction et vérification d'un quart d'onde à lame de mica, II, 217. — *Goldhammer*. Constantes optiques des métaux, II, 601. — *Buch et Jensen*. Polarisation, II, 864.

POLARISATION ROTATOIRE. — *Meslin*. Vitesse des circulaires inverses dans la polarisation rotatoire, I, 657. — *Malosse*. Pouvoir rotatoire spécifique du camphre dissous dans l'acétone, I, 660. — *Tschugaeff*. Dispersion rotatoire, I, 714. — *Bruhat*. Etude du dichroïsme rotatoire d'un composé organique, I, 769. — *Walden*. Inversion optique des composés organiques, I, 874. — *A. Le Bel*. Id., I, 874. — *Hildicht*. Symétrie moléculaire et activité optique, I, 1064. — *Faucon*. Pouvoir rotatoire du camphre dans le tétrachlorure de carbone, II, 313. — *Ewell*. Polarisation rotatoire par torsion, II, 413. — *Tschugaieff* et *Ogorodnikoff*. Dispersion rotatoire, II, 695.

PROPAGATION DE LA LUMIÈRE. — *Gulton*. Vitesse de la lumière dans les milieux réfringents, I, 474, II, 196. — *Giuganino*. Action de la translation de la Terre, I, 585, 655. — *Sagnac*. Id., 655, 767. — *Rayleigh*. Aberration dans les milieux dispersifs, I, 668. — *Prokowsky*. Principe de Doppler, I, 694. — *Budde*. Id., I, 863. — *Einstein*. Influence de la gravitation sur la propagation de la lumière, I, 938. — *Becquerel*. Propagation de la lumière dans les corps fluorescents, I, 1021. — *Einstein*. Vitesse de la lumière, II, 502. — *Franck*. Id., II, 601. — *Féry*. Mesure de la vitesse de la lumière, II, 1015.

Étude des radiations.

RAYONNEMENT EN GÉNÉRAL. — *Schmidt*. Rayonnement de la flamme du bec Bunsen, I, 72. — *Humphreys*. Exposant de la formule du rayonnement de l'air sec, I, 76. — *Ladenburg*. Quotient du pouvoir émissif de l'hydrogène par le pouvoir absorbant, I, 164, 165. — *Born et Ladenburg*. Id., I, 335. — *Fery et Drecq*. Constante de rayonnement, I, 306, 551. — *Mendenhall*. Pouvoir émissif des cavités en forme de coin, I, 340. — *Houllevigue*. Rayonnement des lampes à incandescence, I, 479. — *Lemeray*. Pression de radiation, I, 559. — *Schudlof*. Constante h de Planck, I, 603. — *Buisson et Fabry*. Intensité de diverses radiations d'un rayonnement complexe, I, 656; Rayonnement des lampes à vapeur de mercure, I, 662; Dépense d'énergie pour produire l'unité d'intensité lumineuse, I, 768. — *Prokowsky*. Loi du déplacement spectrophotométrique, I, 707; II, 154. — *Tswett*. Mécanisme du transport de l'énergie photosynthétique, I, 712. — *Boisch*. Loi de Wien-Planck, I, 848. — *Eichenwald*. Déplacement de l'énergie dans la réflexion totale, I, 857. — *Natanson*. Théorie statistique du rayonnement, I, 863. — *Peddier*. Répartition de l'énergie dans le cas des radiations, I, 928. — *Poincaré*. Théorie des quanta, II, 5. — *Goldammer*, Id., II, 600. — *Bauer*. Théorie du rayonnement, II, 124. — *Remélé*. Observation des radiations noires, II, 155. — *Vessat-King*. La loi du cosinus dans l'étude des radiations, II, 230. — *Einstein*. Fondement thermodynamique de l'équivalent photochimique, II, 338, 673, 674. — *Stark*. Id., 502, 861. — *M. Laren*. Radiation intégrale, II, 438. — *Paschen*. Mesure absolue du rayonnement, II, 497. — *Gerlach*. Id., II, 497. — *Meslin*. Théorème de Kirchoff, II, 557. — *Wood*. Réflexion, diffusion et absorption sélective par les molécules de gaz en résonance, II, 578. — *Franck*. Formule de Planck, II, 599. — *Buckingham*. Loi du déplacement de Wien, II, 768. — *Valentine*. Constante de Stéfan-Boltzmann, II, 952. — *Woißt*. La loi de Kirchoff ne s'applique pas à l'émission et à l'absorption par les corps hétérogènes, II, 955, 1051.

PHOTOMÉTRIE. — *Lauriol*. Photométrie des bees à incandescence, I, 469. — *Malosse*. Photométrie, I, 588. — *Stark*. Spectrophotométrie photographique, I, 678. — *Keesom*. Recherches spectrophotométriques, I, 779. — *Schell*. Photométrie photographique, I, 853. — *Houstain*. Etalon de quantité de lumière, I, 957. — *Thovert*. Photométrie des sources colorées, II, 34. — *Geiger*. Noircissement et photographie photographique, II, 144. — *Ives*. Photométrie des lumières de couleur différente, II, 776, 929, 1032. — *Rayleigh*. Id., 851. — *Elster et Geitel*. Photomètre photo-électrique pour la lumière visible, II, 873. — *Hyde*. Correction due à la largeur des spectrophotomètres, II, 943. — *Kock*. Microphotomètre enregistreur, II, 1047.

RADIATIONS INFRA-ROUGES. — *Wood*. Théorie de la « série », I, 82. — *Royds*. Pouvoir réflecteur du noir de fumée et du platine, I, 142. — *Rubens et Wood*. Séparation au moyen de lentilles, I, 224. — *Reinkober*. Absorption et réflexion des rayons infra-rouges, I, 237. — *Rubens et Von Baeyer*. Radiations de longueurs d'onde extrêmement grandes, I, 492. — *Randall*. Spectres infra-rouges, I, 844; Rayons restants de la sélénite, I, 1338. — *Paschen*. Dispersion du quartz dans l'infra-rouge, I, 857. — *Rubens et Von Wartemberg*. Absorption des rayons de très grandes longueurs d'onde dans quelques gaz, II, 161. — *Lebedew*. Spectrographie pour l'infra-rouge, II, 596.

RADIATIONS ULTRA-VIOLETTES. — *Berthelot et Gaudechon*. Photolyse par les rayons ultra-violets, I, 217, 222, 304, 773. — *Guntz et Minguin*. Id., I, 222. — *Bierry, V. Henri et Ranc*. Id., 304, 584. — *Berthelot et Gaudechon*. Stabilité des poudres sans fumée vis-à-vis des rayons ultra-violets, II, 58. 216: Longueur d'onde des radiations actives dans les synthèses, II, 661, 578, 754; Photolyse des sucres à fonction cétonique, II, 761; Action sur les carbures d'hydrogène, II, 846; décomposition du glicore et du galactose, II, 1016. — *Bierry et Larguier des Bancels*. Action de la lumière ultra-violette sur la chlorophylle, I, 663. — *Tian*. Décomposition de l'eau, I, 393, 581. — *Landau*. Action sur l'acide lactique, I, 482. — *Courmout et Nogier*. Rendement ultra-violet des lampes à vapeur de mercure, I, 587. — *Le Bon*. Variation de transparence du quartz, I, 639. — *V. Henri*. Rayonnement ultra-violet des lampes à vapeur de mercure, I, 769, 774. — *Grebe*. Id., II, 76. — *Lehmann*. Analyse par luminescence au moyen de la lampe à filtre ultra violet, II, 249. — *Wiegert*. Lampe à mercure pour recherches photochimiques, II, 972. — *Gill*. Intensité de la lumière ultraviolette émise par la décharge électrique à basse pression, I, 843. — *Euler et Ohlsen*. Inversion de la saccharose dans les rayons ultra-violets, I, 1066. — *Marnier*. Action sur l'hyposulfite de soude, II, 121. — *Ramsauer*. Influence sur les gaz, II, 145, 918. — *Reinders*. Etude sur les photoloïdes, II, 261. — *Boll et Job*. Cinétique photochimique des acides chloroplatiniques, II, 396. — *V. Henri et Ranc*. Décomposition de la glycérine, II, 482. — *Biélecki et Wurmser*. Action sur l'amidon, II, 574. — *Lullam*. Action sur le Cl, II, 581. — *Plotnikow*. Etudes photochimiques, II, 605, 610, 693. 668. — *Larguier des Bancels*. Solubilité des résinates colorés soumis à l'action de la lumière, II, 755. — *Laudau*. Energie lumineuse appliquée à l'analyse chimique, II, 761. — *Biélecki et Henri*. Absorption des rayons ultra-violets, II, 763. — *V. Henri et Wurmser*. Id., II, 846. — *V. Henri, Hellbrommer et Recklinghausen*. Lampe à rayons très puissants, II, 1016. — *Ries*. Effet de tension, propriété générale des corps sensibles à la lumière, II, 785. — *Anderson et Morrison*. Différence de potentiel au contact et action de la lumière ultra-violette, II, 851. — *Krüger et Moeller*. Absorption par les gaz, II, 954. — *Wiegert*. Actions chimiques de la lumière, II, 972.

Job et Boll. Hydrolyse photochimique, II, 1015. — *M^{me} M.-V. Henri*. Excitabilité des organismes par les rayons ultra-violets, II, 638, 756, 761.

PHOTOGRAPHIE. — *Kennett-Mees.* Relation entre le diamètre de l'image d'un point et le temps de pose, I, 339. — *De Fontenay.* Reproduction photographique de documents, I, 395. — *Estanave.* Photographies à couleurs changeantes, I, 476. — *Chanoz.* Action de la lumière sur la plaque au gélatino-bromure, I, 656. — *Benoist.* Application de l'harmonica chimique à la chronophotographie, I, 662. — *Lumière et Seyewetz.* Développement après fixage, I, 663. — *Stenger.* Graduation des couches de gélatino-bromure, I, 708. — *Sichling.* Nature des photochlorures d'argent, I, 719. — *Baur.* Id., I, 719. — *Plotnikow.* Etudes photochimiques, I, 719. — *Reinders.* Étude sur les photoloides, I, 791, 1061. — *Leimbach.* Loi du noircissement par l'éclairement normal, I, 944. — *Rejtsch.* Reproduction photographique, I, 1026. — *Plotnikow.* Etudes photochimiques, I, 1063. — *Reboul.* Impressions photographiques sur cuivre, II, 58. — *Eberhard.* Influence mutuelle des régions contiguës d'une plaque au bromure d'argent, II, 110. — *Stark.* Loi du noircissement pour l'éclairement normal, II, 77. — *Koch.* Noircissement d'une plaque photographique, II, 672. — *Huyleigh.* Films donnant des irisations, II, 1033.

FLUORESCENCE. — **PHOSPHORESCENCE.** — *De Kowalski et de Dziersbicki.* Spectre de phosphorescence progressive, I, 134. — *De Broglie et Brizard.* Ionisation et luminescence du sulfate de quinine, I, 137. — *Becquerel.* Durée de la phosphorescence des sels d'uranyle, I, 303. — *Wood.* Destruction de la fluorescence de la vapeur de Br et d'I par d'autres gaz, I, 315, 316. — *Wood et Gall.* Fluorescence cathodique de la vapeur de sodium, I, 339. — *Pauli.* Phosphorescences ultra-violettes et infra-rouges, I, 411; II, 243; des combinaisons de sélénium, II, 785. — *Bruninghaus.* Loi de Stokes, I, 583. — *Perot.* Luminescence de l'arc au mercure dans le vide, I, 609. — *Dunoyer.* Fluorescence des vapeurs des métaux alcalins, I, 771, 393. — *Goldstein.* Spectres de phosphorescence des substances aromatiques solides, I, 785, II, 869. — *Kaempfer.* Absorption par fluorescence, I, 955. — *Ives et Zuckersh.* Effet des radiations infra-rouges sur la phosphorescence du sulfure de zinc, I, 1032. — *Coblentz.* Couleur de la lumière émise par les insectes lumineux, I, 1054. — *De Kowalski.* Phosphorescence des combinaisons organiques à basse température, II, 152. — *Reichert.* Microscope fluorescent, II, 152. — *Dunoyer.* Fluorescence de la vapeur de sodium, II, 393. — *Vaillant.* Influence de la lumière et de la température sur la conductibilité d'un corps phosphorescent, II, 55, 395. — *Wigand.* Réaction lumineuse réversible du S, II, 426. — *Steubing.* Fluorescence de la lampe à mercure, II, 597. — *Bachem.* Recherches spectrales sur la phosphorescence, II, 784. — *Rohn.* Fluorescence de la fluorescéine sodée en solution, II, 853. — *Gelbke.* Couple de bandes de fluorescence à grande et à courte longueur d'onde, II, 869.

RADIOPHONIE. — *Ries.* Origine de la sensibilité du sélénium pour la lumière, I, 697, 707. — *Glatzel.* Paresse des cellules de sélénium, II, 156. — *Amaduzzi.* Effet Hallwachs interne dans le sélénium, II, 255. — *Zoltan.* Id., II, 512. — *Kaempfer.* Courants de saturation dans le sélénium, II, 862. — *Gripenberg.* Cellules de sélénium à grande sensibilité, II, 862.

INDICES DE RÉFRACTION. — *Griffith.* Indice des liquides, I, 313. — *Berget.* Indice des eaux de mer, I, 333. — *Gruschke.* Réfraction et dispersion dans quelques gaz, I, 413. — *Schwern.* Indice des solutions, I, 871. — *Tschougaeff et Koch.* Anomalies de la réfraction moléculaire dans la série des glyoximes substituées, I, 769. — *Dual.* Réfraction moléculaire de composés azotés, I, 1021. — *Muller et Carrière.* Réfraction et dispersion des azotates de mercure, II, 314. — *Eisental.* Calcul de la réfraction atomique, II, 690.

Rohn. Dispersion anormale, II, 853. — *Roschdestwensky.* Dispersion anormale de la vapeur de sodium, II, 948.

SPECTROSCOPIE. — MÉTHODES. — INSTRUMENTS. — *Meslin.* Pouvoir dispersif des combinaisons de prismes, I, 88, 208. — *Barus.* Interférométrie par les réseaux, I, 484. — *Biske.* Courbes des raies spectrales données par un réseau plan, I, 508. — *Barnes.* Arc en vase clos pour les recherches spectroscopiques, I, 847. — *Zenneck.* Spectrographe de grande clarté, II, 151. — *Voigt et Hansen.* Spectroscope à réseau, II, 345. — *Rumelin.* Production d'arcs métalliques dans le vide, II, 521. — *Barus et Hazard.* Rectification du spectre, II, 669. — *Hamy.* Spectroscope à collimateur et lunettes fixes, II, 875. — *Geiger.* Spectroscope à réseau, II, 1046.

GÉNÉRALITÉS SUR LES SPECTRES. — *Schafer.* Dispersion et séries spectrales, I, 68. — *Kock.* Nombre de centres d'émission et rapport des différents ordres d'interférence, I, 165; Distribution de l'intensité dans les raies spectrales, I, 319. — *De Grammont.* Spectres de dissociation, I, 169. — *Wood et Franck.* Transformation d'un spectre de résonance en spectre de bandes par l'hélium, I, 232. — *Vigneron.* Répartition des raies spectrales, I, 294, 381. — *Weiss.* Spectre de bandes, I, 306, II, 939. — *Brotherus.* Structure de quelques raies spectrales, I, 333. — *Allen.* Mesure de la luminosité dans le spectre, I, 491. — *Horton.* Origine des spectres, I, 671. — *Krawetz.* Différence possible entre les spectres d'émission et d'absorption, I, 705. — *Meyer.* Id., I, 964. — *Randall.* Spectres infra-rouges, I, 844. — *Steubing.* Nouvelle émission de l'étincelle, I, 862. — *Trowbridge et Crandall.* Distribution de l'énergie dans les spectres de diffraction, I, 929. — *Lunkenheimer.* Rapport des intensités des raies de l'hydrogène dans le spectre des rayons canaux, I, 944. — *Meunier.* Conditions du spectre de Swann, I, 1019. — *Rossi.* Relation entre les volumes atomiques et les spectres des éléments, II, 63; Origine des raies près des pôles d'un arc métallique, II, 945. — *Steubing.* Spectre de bandes, II, 336. — *Fortrat.* Structure de quelques bandes, II, 478. — *Fabry et Buisson.* Largeur des raies, II, 481; Masse des particules qui émettent les deux spectres de l'hydrogène, II, 575. — *Wilson.* Théorie des séries spectrales, II, 495. — *Brotherus.* Emission et absorption d'une source non homogène, II, 601. — *Stark.* Valeur minima de l'énergie cinétique pour l'émission des raies mobiles, II, 789. — *Lehmann.* Spectres d'émission infra-rouge, II, 857. Voir aussi Phénomènes magnéto-optiques, 4183.

EFFET DE LA PRESSION. — *Rossi.* Déplacement des raies spectrales par la pression, I, 402; Effet de la pression sur le spectre du vanadium, I, 845; Élargissement des raies de l'hydrogène par des pressions élevées, I, 1037. — *King.* Effet de la pression sur le spectre du four électrique, I, 845; II, 942. — *Barnes.* Spectres de Al, Cu, Mg, dans l'arc sous pression réduite, I, 847. — *Sanford.* Déplacement des raies spectrales sous l'influence de la pression, II, 937. — *Humphrys, Id.,* II, 944. — *Havelock.* Id., II, 945. — *Lée.* Effet des variations de densité de vapeur sur les raies du Ca, II, 128. — *Lévins.* Influence de la densité sur la position des raies d'émission et d'absorption dans le spectre des gaz, II, 850.

SPECTRES DE DIVERS CORPS. — *Barnes.* Raies nouvelles dans le spectre du calcium, I, 76. — *Wood.* Spectre de résonance de l'iode, I, 231, 926. — *Heurung.* Id., II, 406. — *La Rosa.* Spectre émis par le charbon chauffé électriquement, I, 233. — *Shaw.* Spectre de l'arc au vanadium, I, 259. — *O'Connor.* Spectre de l'arc de Poulsen, I, 335. — *Lyman.* Spectre de quelques gaz dans la région de Shumann, I, 341; des terres alcalines, II, 946. — *Kayser.* Spectroscopie de l'oxygène, I, 320, 850. — *Stark.* Id., I, 319. — *Steubing, Id.,* I, 519. — *Croze.* Spectre du pôle négatif de l'oxygène, I, 923. — *Fortrat.* Spectre de bandes dues à C'o, II, 395. — *Hem-*

salech. Spectre des lignes de l'air, I, 393, 579. — *Croze*. Second spectre de l'hydrogène dans l'extrême rouge, I, 582. — *Stark*. Rapport des intensités des raies de H dans les rayons-canaux, II, 77. — *Lunckenheimer*. Id., II, 402. — *Lénon*. Etude spectroscopique de l'hydrogène, II, 940. — *Meunier*. Spectre de combustion des hydrocarbures et de différents métaux, I, 590. — *Reis*. Flammes à ammoniac et à oxydes de l'azote, I, 715. — *Lecoq de Boisbaudran et de Gramont*. Glucinium, I, 771. — *Watson*. Groupement de raies dans le spectre du néon, I, 777. — *Paschen*. Systèmes sériés dans les spectres du Zn, Cd et Hg, I, 854. — *Millockau*. Effets spectraux des décharges électriques dans les gaz et les vapeurs, I, 1016. — *Donadson*. Spectre de certains gaz dans des tubes sans électrodes, I, 1025. — *Koch et Friedrich*. Dispersion anormale au voisinage des raies émises par le mercure, II, 151. — *Wendt*. Raies du mercure, II, 331. — *Janicki*. Structure de la raie du mercure λ 5461. II, 858. — *Wiedmann*. Spectre d'arc du mercure, II, 856. — *O'Connor*. Spectre de l'arc de haute fréquence du magnésium, II, 236. — *Goldstein*. Spectre d'émission des combinaisons aromatiques, II, 341. — *Gibson*. Rayonnement monochromatique de la valeur du thallium, II, 412. — *Brotherus*. Recherches théoriques et expérimentales sur les raies D₁ et D₂, II, 588. — *Gouy*. Etude de la raie D, II, 659. — *Ivanow*. Émission des raies D par les différents composés du Na, II, 1054. — *Bruhl*. Spectrochimie de l'azote, II, 689, 696. — *De Gramont*. Raies du Cr, Mn, Fe, Ni, Co, II, 755. — *Hany*. Arc au fer en courant alternatif, II, 913. — *Gale et Adams*. Spectre du fer et du titane sous des pressions modérées, II, 937.

Moureu et Lepape. Méthode spectrophotométrique de dosage du krypton, I, 308. — *Pascal*. Contrôle optique des analyses magnéto-chimiques, I, 658. — *Steal*. Séparation des spectres dans les gaz composés, I, 1026. Pour les spectres stellaires, voir p. 1134.)

ABSORPTION DE LA LUMIÈRE. — *Warburg et Leithauser*. Analyse des oxydes d'azote par leur spectre d'absorption, I, 65. — *Von Bahr*. Influence de la pression sur l'absorption des radiations infra-rouges par les gaz, I, 71; Influence des gaz étrangers, II, 150; Influence de la température, II, 585. — *Marc*. Absorption par les cristaux, I, 168; Absorption des solutions, I, 343. — *Ruff*. Transparence lumineuse des mélanges de plusieurs substances absorbantes, I, 343. — *Freederickz*. Dispersion et absorption du chrome et du manganèse, I, 413. — *Boussinesq*. Absorption dans les cristaux translucides, I, 555. — *Stephenson*. Absorption et dispersion, I, 838. — *Fuchtbauer*. Etude des raies d'absorption, I, 863. — *Evans et Antonoff*. Spectre d'absorption de la vapeur de sélénium, I, 1036. — *Pérot*. Raies d'absorption, II, 171. — *Waller*. Spectre d'absorption des substances phosphorescentes, II, 243. — *Königsberger et Leithauser*. Absorption de la lumière par les solides et les vapeurs, II, 334. — *Jou's*. Spectres d'absorption et théorie des solvants, II, 530. — *Zélinisky et Rosanof*. Spectres d'absorption ultra-violet des combinaisons nitrées, II, 687. — *Hantzsch et Voigt*. Spectre d'absorption des combinaisons nitrées, II, 697. — *Erochin*. Dispersion et absorption du mercure et du zinc dans le spectre visible et ultra-violet, II, 858. — *Königsberger*. Origine de l'absorption sélective dans les spectres de bande et striés, II, 941. — *Wood*. Spectre de résonance de l'iode, II, 1031.

DIFFUSION. — *Lasareff*. Décoloration des matières colorantes dans le spectre visible, II, 334; Influence de la pression, II, 687; Blanchiment du bleu de méthylène, II, 698. — *Gebhard*. Id., II, 698. — *Ulanov*. Étude spectropolariscopique de l'absorption et de la nature des matières colorantes, II, 956. — *Arons*. Chromascope, II, 1041. — *Hersheimer*. Diffusion de la lumière par les milieux troubles, II, 1056

MESURE DE LONGUEURS D'ONDE. — *Stiles*. Longueurs d'onde des raies du spectre

d'arc et d'étincelle du mercure, I, 78. — *Astrophysical Journal*. Étalons secondaires de longueur d'onde, I, 340. — *Pérot et Lindstedt*. Longueur d'onde de la raie solaire b_1 , I, 575. — *Paschen*. Pression des mesures de longueurs d'onde des raies infra-rouges, I, 946. — *Eversheim*. Longueurs d'onde dans le spectre du fer, II, 140. — *Buisson et Fabry*. Id., II, 501. — *Pérot*. Longueur d'onde de la raie D solaire, II, 218. — *Goos*. Longueur d'onde étalon dans le spectre de l'arc du fer, II, 943. — *Perot*. Longueurs d'onde solaire et mouvements d'élection, II, 975.

Électricité.

ÉLECTROSTATIQUE. — *Langevin*. Phénomènes fondamentaux de l'électrostatique, I, 460. — *Villard et Abraham*. Grande machine électrostatique, I, 655. — *Mallik*. Lignes de force dues à des charges statiques données, I, 834. — *Riecke*. Théorie moléculaire de la piezoélectricité, II, 516. — *Guillet et Auber*. Force entre deux conducteurs électrisés, II, 750, 1012.

DIÉLECTRIQUES. — *Leduc*. Application du principe de Lair aux condensateurs, I, 219. — *Rohmann*. Constantes diélectriques des gaz, I, 510. — *Schiller*. Constante diélectrique du caoutchouc, I, 854. — *Ortway*. Constante diélectrique de quelques liquides, I, 940. — *Lowy*. Constante diélectrique et conductibilité des roches, I, 941. — *Carvallo*. Conductibilité de l'éther pur, II, 55. — *Vérain*. Constante diélectrique du CO_2 au voisinage du point critique, II, 219. — *Adams*. Electrostriction, II, 65. — *Décombe*. Chaleur de Siemens, II, 125; théorie des diélectriques, II, 181, 215. — *Debye*. Théorie cinétique des isolants, II, 449. — *Anderson et Keane*. Théorie et mesure des décharges résiduelles, II, 932. — *Brentano*. Charge résiduelle de la bouteille de Leyde, II, 961. — *Adams et Heaps*. Variation de la constante diélectrique par tension, II, 1027. — *Gruncisen et Giebe*. Constante diélectrique des solides, II, 1048.

CONDUCTIBILITÉ. — *Broniewski*. Propriétés électriques des alliages d'Al et de Mg, I, 134. — *Pelabon*. Résistivité des sélénures d'antimoine, I, 481. — *Corbino*. Variation périodique de résistance des fils métalliques fins rendus incandescents par du courant alternatif, I, 514. — *Streintz et Wellik*. Résistance électrique entre un cristal et un corps métallique, I, 1047. — *Pécheux*. Résistivité du tantale, II, 55. — *Boudouard*. Résistivité électrique des aciers spéciaux, II, 125. — *Ries*. Conductibilité du sélénium et de l'antimonite, II, 138. — *Ledoux*. Propriétés électriques des alliages Cu-Sn, II, 663. — *Luigi-Norsa*. Id., II, 758. — *Geipel*. Effets de passage d'un courant alternatif dans des fils de bismuth, antimoine et tellure, II, 670. — *Portevin*. Effet de la trempe sur la résistance des bronzes et laitons, II, 764. — *Kost*. Résistances électriques élevées, II, 867. — *Pirani*. Résistance spécifique du tungstène, II, 1050.

THERMO-ÉLECTRICITÉ. — *Jordan*. Effet Peltier, I, 399. — *Kruger*. Théorie électronique de la thermo-électricité, I, 517. — *Bedecker*. Id., I, 600. — *Königsberger et Weiss*. Effets thermo-électriques, I, 598. — *Bernouilli*. Théorie électronique des cristaux mixtes métalliques, I, 604. — *Van Aubel*. Effet thermo-magnétique dans le graphite, I, 832. — *Broniewski et Hackspill*. Propriétés électriques des métaux alcalins, du rhodium et de l'iridium, I, 1017. — *Cermak et Schmidt*. Forces thermoélectriques au passage de l'état solide à l'état liquide, I, 1044. — *Attenkirsh*. Production électrothermique réversible de refroidissement et d'échauffement électrique, I, 1053. — *Pécheux*. Thermoélectricité du tantale, II, 55. — *Bernouilli*. Phénomènes thermoélectriques sur le corps d'Einstein, II, 148. — *Richardson*. Théorie des forces électromotrices de contact et thermoélectricité,

II, 232. — *Ledoux*. Propriétés électriques des alliages Cu-Sn, II, 663. — *Luigi Norsa*. Id., II, 758. — *Bohr*. Théorie électronique des phénomènes thermo-électriques, II, 666. — *Siegel*. Influence de la pression sur la position des métaux liquides dans la série des tensions thermoélectriques, II, 780. — *Meslin*. Couples thermo-électriques, II, 1018.

ÉLECTROCHIMIE. — *Sebor*. La loi de dilution d'Ostwald, I, 168. — *Heydweiler*. Tension superficielle et conductivité des solutions salines, I, 234. — *Bain et Taylor*. Solutions de savons, I, 521. — *Jellinek*. Conductibilité et dissociation de l'hydrosulfite de soude, I, 323. — *Sutherland*. Electrolytes faibles et théorie des solutions, I, 833. — *Lussana*. Influence de la pression et de la température, I, 712. — *Korber*. Rem., I, 1063. — *Lorenz, Hevezzy et Wolff*. Brouillard métallique dans les électrolytes fondus, I, 718. — *Girard*. Osmose des solutions électrolytiques, I, 774. — *Kjellin*. Théorie de la dissociation électrolytique, I, 791. — *Benrath et Wainoff*. Conductibilité électrique des sels et des mélanges de sels, I, 1060. — *Reychler*. Electrophorèse du noir de fumée, I, 1065. — *Schulze*. Tension maxima des soupapes électrolytiques, I, 410. — *Brochet*. Lignes equipotentielle d'un électrolyseur, II, 36. — *Delvalez*. Id., II, 125. — *Hertz*. Conductibilité et concentration des électrolytes binaires, II, 141. — *Clausen*. Conductibilité électrique des solutions salines dans l'eau, II, 144. — *Pelous*. Osmose et effluves électriques, II, 218. — *Dienert et Guillard*. Volumétrie physico-chimique appliquée au dosage des éléments de l'eau, II, 576. — *Dienert*. Id., II, 657. — *Achu ne*. Rôle des électrons interatomiques dans l'électrolyse, II, 312. — *Schulze*. Formations de couches mauvaises conductrices dans l'électrolyse du verre, II, 321. — *Aten*. Conductibilité spécifique du nitrate de potassium fondu, II, 421. — *Walden*. Conductibilité moléculaire limite et frottement interne, II, 605. — *Koweski*. Effet électrolytique du courant continu sur les cellules des plantes vivantes, II, 663. — *Poma et Tunzy*. Influence des électrolytes sur la constante de dissociation, II, 689. — *Poma*. Etat des corps dissous dans l'acide sulfurique, II, 965. — *Loew*. Théorie des ions, II, 689. — *Rumbach et Weitzel*. Coefficients de température de la conductibilité de quelques électrolytes dans des dissolvants aqueux, II, 693. — *Elissasoff*. Influence des électrolytes sur l'électro-endosmose, II, 694. — *Hagge Jung*. Hydrolyse dans les solutions alcooliques, II, 966. — *Lussana*. Influence de la pression et de la température sur la conductibilité électrique des dissolutions, II, 969. — *Sachanov*. Dissolvants à faible constante diélectrique, II, 970; facteurs de dissociation, II, 970.

POLARISATION. — *Bernouilli*. Relation empirique entre les tensions de Volta et les constantes optiques des cristaux, I, 519. — *Fröderickz*. Id., 519. — *Spencer*. Electrode de troisième espèce pour la mesure des potentiels de l'ion thallium, I, 524, II, 973. — *Riétzy*. Force électromotrice produite par écoulement, I, 573; II, 480. — *Oettinger*. Id., II, 418. — *Pionchon*. Effet électrique dû au déplacement relatif d'un métal ou d'un électrolyte au contact, I, 659; Dissolution du cuivre dans l'eau, II, 394. — *Flade*. Passivité, I, 715. — *Grave*. Id., II, 259. — *Jaffé*. Courant de saturation d'origine électrolytique, I, 941. — *Boll*. Application de l'électromètre à l'étude des réactions chimiques, II, 220. — *Kreider*. Expérience de cours, II, 343. — *Haber et Zaratzki*. Polarisabilité des électrolytes solides, II, 426. — *Villey*. Phénomène de Volta et théorie de Nernst, II, 569. — *Riétzy*. Différence de potentiel au contact verre-électrolyte, II, 572. — *Brochet*. Polarisation des électrodes, II, 757. — *Kovach*. Potentiel de l'iodure de cyanogène, II, 972. — *Lunnon*. Conductibilité unilatérale des plaques d'accumulateurs sulfatées, II, 580. — *Fredenhagen*. Cause de l'effet des électrodes incandescentes, II, 686.

FORCES ÉLECTROMOTRICES DE CONTACT. — *Sziessy*. Effet Volta chez les cristaux,

I, 949. — *Guyot*. Différence de potentiel de contact entre un métal et des solutions électrolytiques, II, 1020. — *Richardson*. Force électromotrice de contact et thermoélectricité, II, 232. — *Grumbach*. Absorption et électrisation de contact, II, 283, 385. — *Ellis*. Emulsions d'huiles, II, 606. — *Givard*. Charge électrique des globules rouges du sang chaud. II, 736. — *Anderson et Morrisson*. Différence de potentiel de contact et action de la lumière ultra-violette, II, 831.

PILES. — *Michaud*. Piles de gravitation, I, 123. — *Ginnecken*. Sulfate mercurieux comme dépolarisant dans l'élément Weston-Clark. I, 168. — *Pelabon*. Piles à sélénieuses, II, 572. — *Pollitzer*. Thermodynamique de l'élément Clark, II, 607. — *Fischer et Lesius*. Élément à matière combustible. II, 964.

Magnétisme. — Électromagnétisme.

FERROMAGNÉTISME. — *Pierre Weiss*. Propriété de la molécule magnétique, I, 134; Grandeur du magnéton, I, 222, 309; Rationalité des rapports des moments magnétiques moléculaires. I, 900, 965; II, 147. — *Weiss et Foex*. Aimantation des corps ferromagnétiques, I, 274; au-dessus du point de Curie. I, 744, 805. — *Weiss et Bloch*. Aimantation du nickel, du cobalt et de leurs alliages, I, 1022. — *Gay et Ross*. Essais magnétiques, I, 150. — *Grottrian*. Cylindre de fer dans un champ magnétique uniforme, I, 162; II, 78. — *Guntlich et Rogowski*. Perméabilité du fer dans les champs très faibles, I, 234. — *Richarz*. Magnétisme des alliages, I, 243. — *Leduc*. Travail d'aimantation, I, 480. — *Kaufmann et Meier*. Propriétés du fer électrolytique, I, 706. — *Ganz*. Id., 956. — *Steiner*. Pertes par hystérésis dans les bronzes ferro-magnétiques, I, 781. — *Ganz*. Propriétés magnétiques du fer déposé électrolytiquement dans un champ magnétique, I, 1050; Equation de la couche de susceptibilité réversible, I, 1053. — *Zahn*. Effet magnétique pelliculaire dans des disques soumis à des champs à haute fréquence, II, 237. — *Vallauri*. Anisotropie magnétique du fer, II, 409. — *Madelung*. Représentation analytique des courbes de magnétisme, II, 317. — *Kunz*. Théorie de Weiss relative à l'hystérésis. II, 678. — *Gray*. Propriétés magnétiques d'alliages Ni-Mn, II, 849. — *Ashworth*. Coefficients magnétiques de température, II, 915. — *Heusler et Take*. Valeur des alliages de Heusler, II, 1050.

CORPS PEU MAGNÉTIQUES OU DIAMAGNÉTIQUES. — *Roop*. Perméabilité magnétique des gaz, I, 242. — *Feytis*. Magnétisme de sels complexes. I, 311; Étude magnétique du rôle de l'eau dans la constitution des hydrates, I, 924. — *Pascal*. Recherches magnétochimiques sur la structure atomique des halogènes, I, 392. — *Henriot et Raoult*. Coefficient d'aimantation de l'or, I, 664. — *Statescu*. Solutions de sels magnétiques hétérogènes dans un champ magnétique homogène. I, 832. — *Weber*. Propriétés des sels du groupe du fer, I, 1043. — *Behnsen*. Oxydation, traitement thermique et le magnétisme du Cu, II, 80. — *Gray et Ross*. Id., 518. — *Oven*. Propriétés thermomagnétiques des éléments, II, 401.

EFFETS DU MAGNÉTISME. — *Houston*. Magnetostriction, I, 140. — *Leduc*, I, 391. — *Bloch*. Potentiel disruptif dans un champ magnétique, I, 194, 214.

ÉLECTROMAGNÉTIQUE. — *Wille*. Inversion des forces dans le passage de l'électrodynamique à l'hydrodynamique. I, 512. — *Swann*. Champ magnétique produit par un condensateur chargé en mouvement. I, 669. — *Franck*. Équations du champ électromagnétique, I, 850. — *Ganz*. Loi de Biot et Savart. 960. — *Gutton*. Vitesse de propagation des ondes électromagnétiques le long des fils métalliques, I, 1023.

— *Bestelmeyer*. Champ homogène, II, 164. — *Pomey*. Ondes cylindriques périodiques dans un conducteur, II, 203. — *Swann*. Effets d'un mouvement de translation uniforme, II, 228. — *Pétrouitch*. Principe du minimum dans les phénomènes électrodynamiques et électromagnétiques, II, 281. — *Laue*. Théorie de l'expérience de Trouton et Noble, II, 590. — *Kennard*. Induction unipolaire, II, 771. — *Page*. Relations fondamentales de l'électrodynamique, II, 1047.

INDUCTION. — *Nicholson*. Coefficient d'induction mutuelle de deux fils parallèles, I, 81. — *Ésau*. Résistance et self-induction des bobines parcourues par un courant alternatif, I, 139, 321. — *Glatzel*. Réception de l'énergie dans le circuit alternatif, I, 166; Propriétés des courants alternatifs, II, 158. — *Guillet*. Application du polygone de Fresnel à la composition des forces électromotrices d'induction, II, 205. — *Lenz*. Capacité, résistance et self-induction des bobines au courant alternatif, II, 404. — *Gouy*. Genre particulier de courants électriques, II, 912. — *Mathy*. Induction de deux courants circulaires parallèles coaxiaux, II, 987. — *Guillet*. Interrupteur de bobine d'induction, I, 1020. — *Jones et Roberts*. La bobine d'induction, I, 1024.

Mesures.

MESURES ÉLECTRIQUES. — *Langevin*. Electromètre à quadrants, I, 460. — *Villard et Abraham*. Voltmètre électrostatique, 475, 525. — *Rumelin*. Clef double pour électromètre à quadrants, I, 695. — *Villard*. Electromètre enregistreur à filament de carbone, I, 770. — *Villard et Abraham*. Mesure de potentiels explosifs, II, 57. — *Villey*. Couples électriques dans les électromètres, I, 1016. — *Anderson*. Théorie de l'électromètre à quadrants, II, 320. — *Greinacher*. Emploi de l'électromètre vibratoire dans le pont de Wheatstone, II, 511. — *Dieckmann*. Armature pour électromètre, II, 591. — *Hoffmann*. Electromètre de haute sensibilité, II, 684. — *Lichtenecker*. Capacité de l'électroscope à petites feuilles, II, 788. — *Swann*. Mouvement de l'aiguille de l'électromètre à quadrant, II, 928. — *Guillet et Aubert*. Electromètre absolu, II, 991. — *Baxmann*. Mesure de hautes tensions alternatives au moyen de l'électromètre à quadrants, II, 1049.

Volkman. Grandeur convenable pour un miroir de galvanomètre, I, 248. — *Eisenuch*. Solutions de fluorure d'argent dans le coulombmètre, I, 717. — *Turpain*. Microampèremètre enregistreur, I, 1003. — *Ferguson*. Construction et constantes d'un galvanomètre à cadre rectangulaire, II, 1037.

Drysdale. Emploi du potentiomètre pour circuits à courants alternatifs, I, 83. — *Abraham*. Principe d'appareils à courants alternatifs, I, 264. — *Zenneck*. Perturbation des courants à haute fréquence sur les instruments de mesure, I, 415. — *Steinhaus*. Indications des appareils thermiques dans la mesure des courants de haute fréquence, I, 789. — *Grober et Zollich*. Appareils thermiques, I, 1053. — *Austin*. — Élément thermoélectrique pour recherches sur les courants de haute fréquence, II, 168. — *Meslin*. Application de la T. S. F. à la mesure des coefficients de self-induction, II, 217. — *Huth*. Fréquencemètre, galvanomètre à corde, II, 249. — *Hoffmann*. Oscillographe, II, 247. — *Basch*. Id., II, 680. — *Camichele*. Mesure de différence de phase, II, 473. — *Wagner et Wertheimer*. Capacités et déphasage dus aux boîtes de résistance, II, 509. — *Lindemann*. Différences de phase, II, 683. — *Fassbender et Hupka*. Enregistrement de courbes d'oscillations électriques, II, 684.

MESURES ABSOLUES. — Laboratoire central d'électricité. Unités électriques, I, 131. — *Cohen*. Thermodynamique de l'élément normal, I, 345. — *Sère*. Mesure

de champs magnétiques en valeur absolue, I, 580. — *Janet, Laporte et Jouaust*. Force électromotrice de l'élément Weston normal, I, 925. — *Hulett*. Sulfate mercurieux comme dépolarisant dans l'élément normal, I, 1063. — *De Baillehache*. Force électromotrice de l'élément Weston, II, 112.

Électrotechnique. Applications.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Limb*. Compoundage des alternateurs, I, 216. — *Abraham*. Relais et servomoteurs électriques, 303. — *Paillet, Ducretet et Roger*. Désélectrification des matières textiles, I, 305. — *Joly*. Transformateurs statiques de fréquence, I, 310, 391. — *Leprince-Ringuet*. Isolement d'un réseau alternatif, I, 478; Diagramme des voltages d'un réseau polyphasé, II, 53. — *Girousse*. Protection des installations à courant faible contre les perturbations, II, 54. — *Léauté*. Transport de 100.000 volts de l'Exposition de Turin, II, 124. — *Blondel*. Oscillations des alternateurs accouplés, II, 573. — *Rohmann*. Courants redressés obtenus avec des tensions alternatives dyssymétriques, II, 953.

ARC ÉLECTRIQUE. — *Pollock, Wellisch et Ranclaud*. Le rallumage de l'arc au charbon, I, 83. — *Zenneck*. Énergie dans les arcs à haute tension, I, 690. — *Pflugler*. L'arc est-il assimilable à une grêle de projectiles ou à un courant? I, 950. — *Rihl*. Intensité du son dans l'arc musical, I, 1046.

Dufour. Rotation spontanée et rotation dans un champ magnétique de l'arc au mercure, I, 109. — *Urban, Scal et Feige*. Lampe à arc à cathode de mercure, I, 216. — *Vincent*. Expériences électriques avec du mercure contenu dans des tubes, I, 952. — *Mathies*. Arc au mercure, II, 333. — *Tian*. Variation du rayonnement de la lampe à vapeur de mercure avec le régime, II, 751.

LAMPES A INCANDESCENCE. — *Dussaud*. Ampoules à bas voltage, I, 309, 395, 657. — *Claude*. Volatilisation des électrodes dans les tubes à néon, I, 925. — *Legrand*. Résistance au choc du filament des lampes métalliques, II, 217. — *Orl et Rieger*. Lampe à incandescence servant de récepteur téléphonique, II, 683. — *Pirani*. Résistance et pouvoir absorbant du tungstène, II, 1050.

TÉLÉGRAPHIE. — *Pomey*. Propagation sur une ligne télégraphique du courant dû à une force électromotrice continue, I, 476. — *Larose*. Propagation d'une discontinuité sur une ligne, I, 579. — *Girousse*. Suppression des troubles causés par les lignes d'énergie, I, 662. — *Webster*. Équation des télégraphistes, I, 830.

TÉLÉPHONIE. — *Devaux-Charbonnel*. Caractéristiques des lignes téléphoniques, I, 393. — *Lioret, Ducretet et Roger*. Enregistrement d'une transmission téléphonique sur cylindres phonographiques, I, 580. — *Blondel*. Syntonie acoustique et électrique appliquée à l'hydrotélégraphie, I, 582. — *Gardner*. Réception téléphonique de signaux sous-marins, I, 656. — *Soret*. Audiphone magnétique bilatéral, II, 57. — *Wagner*. Relais téléphonique Brown, II, 868.

Pour la Télégraphie sans fil et la Téléphonie sans fil, voir dans l'étude des ondes hertziennes p. 1125).

Électro-optique.

PHÉNOMÈNE DE HALL. — *Owen*. Changement de résistance de fils de fer et de nickel dans des champs magnétiques puissants, I, 142. — *Van Aubel*. Phéno-

mène de Hall et effet thermomagnétique transversal dans le graphite, I, 771, 832. — *Steinberg*. Effet Hall dans l'iodure de cuivre ioduré, I, 856. — *Corbino*. Phénomène de Hall, I, 963. — *Zahn*. Effet Hall apparent produit par un courant de haute fréquence, I, 1042. — *Heaps*. Action du champ magnétique sur les résistances métalliques, II, 62. — *Becquerel*. Inversion du phénomène de Hall dans le bismuth, II, 660.

PHÉNOMÈNES ÉLECTRO ET MAGNÉTO-OPTIQUES. — *Cotton et Moutton*. Biréfringence magnétique des liquides purs, I, 5. — *Cotton*. Id., II, 147. — *König*. Biréfringence électrique de sulfure de carbone, I, 66. — *Bose*. Théorie des liquides anisotropes troublés, I, 329. — *Baerwald*. Influence du champ magnétique sur l'effet Doppler des rayons-canaux, I, 506, 945. — *Elias*. Dispersion rotatoire anormale, I, 677. — *Ubish*. Fréquence et amortissement de la vapeur de sodium, I, 679. — *Corbino*. Effets électromagnétiques dus à la distorsion de la trajectoire des ions dans les métaux, I, 701. — *Vielh*. Influence du champ magnétique sur les cristaux liquides, I, 702. — *Schwerns*. Polarisation rotatoire magnétique des mélanges binaires, I, 817. — *Heurung*. Effets magnéto-optiques dans le chlore et l'iode, I, 945. — *Wood*. Id., II, 332. — *Guirgea*. Phénomène de Kerr, II, 124. — *Martin*. Id., II, 1042. — *Loria*. Id., II, 854. — *Dziewulski*. Id., II, 681. — *Leiser*. Biréfringence électrique des gaz, II, 150. — *Muller et Guerdjikoff*. Réfraction magnétique des mélanges, II, 223, 1014. — *Voigt et Hansen*. Spectroscopie appliqué à l'observation de la biréfringence magnétique, II, 345. — *Schwerns*. Réfraction et rotation magnétique des mélanges, II, 760. — *Ribaud*. Spectre de rotation magnétique de la vapeur de brome, II, 1017.

PHÉNOMÈNE DE ZEEMAN. — *Jack*. Phénomène de Zeeman dans le tungstène et le molybdène, I, 73. — *Gmelin*. Phénomène de Zeeman dans le mercure, I, 73. — *Kolacek*. Dispersion et phénomène de Zeeman, I, 74. — *Baeyer et Gehrke*. Phénomène de Zeeman dans les champs faibles, I, 74. — *King*. Effet Zeeman pour le titane, I, 75; Influence du champ magnétique sur les spectres d'étincelles du fer et du titane, I, 1035. — *Dufour*. Comparaison des écarts des doublets magnétiques, I, 189. — *Becquerel*. Modification magnétique des bandes du rubis, I, 214. — *Lunelund*. Structure de quelques raies, I, 320; Raie satellite de la raie 5790 Å. du mercure, I, 704. — *Moore*. Séparation des raies du thorium dans le champ magnétique, I, 259; du Ca et Sr, I, 695, 776. — *Zeeman*. Décomposition magnétique des raies spectrales, I, 442; Emission de la lumière sous l'influence de forces magnétiques et électriques, II, 343. — *Hemsalech*. Phénomènes spectraux accompagnant le soufflage de l'étincelle par un champ magnétique, I, 473. — *Babcock*. Effet Zeeman pour le chrome, I, 195; Pour le vanadium, I, 1035; Groupement des séparations des triplets, I, 1036. — *Voigt*. Dissymétrie dans les triplets, I, 697. — *Koch*. Rép., I, 857. — *Du Bois et Elias*. Influence de la température et du champ magnétique sur les spectres d'absorption et de fluorescence, I, 781. — *Purvis*. Effet Zeeman pour le chrome, I, 1038. — *Rybar*. Effet Zeeman pour le lanthane et le cobalt, I, 1048. — *Cotton*. Mesures du phénomène de Zeeman, II, 97. — *Voigt*. Théorie des effets Zeeman complexes, II, 135. — *Risco*. Asymétrie des triplets de Zeeman, II, 257. — *Wend*. Raie du mercure et effet Zeeman, II, 331. — *Paschen*. Dissymétrie des triplets, II, 345. — *Molineux*. Triplets de Zeeman dans le spectre de l'hélium, II, 345. — *Croze*. Phénomène de Zeeman pour H et Az, II, 571. — *Königsberger et Kilchling*. Rayonnement sous l'influence simultanée d'un champ électrique et d'un champ magnétique, II, 585. — *Lullig*. Phénomène de Zeeman pour Fe, Au, Cr, Ni, Pd, Mn, II, 585. — *Ladenburg*. Dispersion anormale et rotation magnétique du plan de polarisation dans H, II, 586. — *Körner*. Dissymétries accidentelles dans les triplets, II, 863. — *Wali-Mohammed*. Décomposition magnétique des raies spectrales, II, 1012.

THÉORIE EN OPTIQUE. ÉLECTRONS. — *Loria*. Dispersion de la lumière dans les hydrocarbures gazeux, I, 71. — *Laren*. Répartition de l'énergie entre la matière et la radiation, I, 144. — *Königsberger*. Nombre de particules oscillantes dans les vapeurs et les gaz incandescents, I, 163. — *Korn*. État hélicoïdal de la matière électrique, I, 218. — *Sagnac*. Systèmes optiques en mouvement et translation de la Terre, I, 218. — *Moore*. Recentes théories de l'électricité, I, 225. — *Silberstein*. Masse réciproque d'électrons sphériques, I, 244. — *Ehrvenhaft*. Constitution atomique de l'électricité, I, 249. — *Gulton*. Vitesse de propagation de la lumière et ondes électromagnétiques, I, 308. — *Tolman*. Équation fondamentale de la théorie de Maxwell-Lorenz, I, 311. — *Marlin*. Conducteurs métalliques et théorie des électrons, I, 326. — *Millikan et Fletcher*. Discordances apparentes dans la mesure de e , I, 330. — *Nicholson*. Diffraction des ondes électriques, I, 396; Amortissement des vibrations d'une sphère électrisée, I, 397; Nombre d'électrons qui interviennent dans la conductibilité des métaux, I, 837; Propriétés optiques des métaux fondus, I, 838. — *Richardson et Cooke*. Absorption d'électrons par les métaux, I, 398. — *Ehrenhaft*. Quantité élémentaire d'électricité, I, 421. — *Joffé*. Rem., I, 422. — *Koch*. Nombre de centres d'émission de la lumière, I, 423. — *Stark*. Rem., I, 425. — *Roux*. Charge de l'électron, I, 477. — *Julius*. Absorption sélective et diffusion anormale, dans les masses de gaz étendues, I, 513. — *Wertheimer*. Constante h de Planck, I, 519. — *Wilson*. Nombre d'électrons dans l'atome, I, 591. — *Swann*. Masse longitudinale et transversale d'un électron, I, 592. — *Lorenz*. Émission et absorption d'énergie par les électrons, I, 667. — *Fry*. Hypothèse des électrons, I, 716, II, 971. — *Livens*. Mouvement initial accéléré d'une sphère possédant une charge électrique rigide, I, 834. — *Wolf*. Forces qui maintiennent les électrons, II, 139. — *Haber*. Émission d'électrons dans les réactions chimiques, II, 147. — *Budde*. Théorie de l'expérience de Michelson, II, 161, 958. — *Laue*. Id., II, 593. — *Achalme*. Rôle des électrons interatomiques dans la catalyse, II, 220, 479. — *Muller*. Id., II, 479. — *Achalme*. Id., dans l'électrolyse, II, 312. — *Debye*. Théorie cinétique des isolants, II, 253. — *Schaposchnikow*. Transformation de Lorentz, II, 258. — *Kroó*. Théorie statistique électronique des diélectriques, II, 324. — *Mie*. Bases d'une théorie de la matière, II, 327, 948. — *Schneider*. Énergie des électrons émis par la chaux incandescente, II, 327. — *Bucherer*. Charge spécifique de l'électron, I, 853, II, 328. — *Bestelmeyer*. Id., II, 502. — *Poincaré*. Rapports de la matière et de l'éther, II, 347. — *Jaffé*. Théorie électronique des métaux, II, 411. — *Compton*. Mesure de la mobilité des électrons, II, 485. — *Richardson*. Théorie électronique de la lumière, II, 490; théorie électronique de l'effet thermo-électrique, II, 1036. — *Ehrenfest*. Inutilité de l'hypothèse de l'éther, II, 514. — *Madelung*. Forces pondéromotrices entre des charges électriques ponctuelles dans un milieu où se diffuse un rayonnement électromagnétique, II, 596. — *Donder*. Mouvement des électrons dans un champ magnétique donné, II, 660. — *Stephenson*. Propagation d'une perturbation périodique de l'éther, II, 664. — *Bjhr*. Théorie électronique des phénomènes thermo-électriques, II, 666. — *Enskog*. Théorie électronique de la dispersion et de l'absorption par les métaux, II, 674. — *Schottky*. La masse de l'électron est-elle constante? II, 678. — *Wood*. Atmosphère électronique des métaux, II, 852. — *Stark*. Surfaces de glissement électrique et mécanique, II, 870. — *Mayer*. Charge électrique de parcelles métalliques en suspension, II, 873. — *Swann*. La loi de contraction de Fitz-Gérard-Lorenz, II, 913. — *Muszyński*. Signification des vecteurs électriques et magnétiques mesurables, II, 953. — *Thomson*. Atomes à charge multiple, II, 1028.

Décharges électriques.

OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES. — *Taylor Jones*. Oscillations dans les circuits couples I, 79. — *Nicholson*. Diffraction, I, 137. — *Ferrié*. Mesure de longueurs d'ondes, I, 303. — *Tissot*. Détermination exacte des périodes des oscillations électriques, I, 308, II, 719. — *Grober*. Amortissement des ondes hertziennes, I, 328. — *Kock*. Arc générateur d'ondes, I, 328; Courbes de résonance, I, 692. — *Setnik*. Ondes très peu amorties, I, 407. — *Seibt*. Id., I, 608. — *Macku*. Amortissement, I, 425; Influence de l'excitation prématurée sur les mesures d'amortissement, I, 500. — *Glatzel*. Production de courants de haute fréquence, I, 498. — *Merczyng*. Dispersion électrique de l'eau et de l'alcool (thylique pour les ondes très courtes, I, 507; Réfraction, II, 237. — *Caudrelier*. Fréquence des oscillations électriques, I, 589. — *Levišky*. Résonateur pour la mesure de l'amortissement, I, 691. — *Rohmân*. Excitation par choc produite par de fréquentes décharges partielles, I, 864. — *Mie*. Ondes très peu amorties, I, 1939. — *Roschansky*. Influence de l'étincelle sur la décharge oscillante d'un condensateur, I, 1039. — *Gutton*. Comparaison des vitesses de propagation de la lumière et des ondes électromagnétiques, II, 41. — *Uljanin*. Indicateur des oscillations, II, 66. — *Vallot*. Influence des enveloppes et des écrans le long des fils, II, 133, 158. — *Hausrath*. Représentation de courbes périodiques de haute fréquence, II, 159. — *Lowy*. Méthode de Fizeau appliquée à l'exploration intérieure de la terre, II, 162. — *Lowy et Leimbach*. Id., II, 518. — *Rottgardt*. Emploi des transformateurs de résonance, II, 167. — *Isakov*. Indicateur thermique de résonance, II, 168. — *Dieckmann*. Id., II, 342. — *H. Poincaré*. Diffraction des ondes hertziennes, II, 393. — *Rausch von Traubenberg*. Perte de poids des électrodes et quantités d'électricité transportée dans les décharges oscillantes, II, 519. — *Ludewig*. Couplage des circuits oscillants, II, 520. — *Esau*. Détermination des nœuds dans les condensateurs aériens, II, 598; Self et capacité des antennes, II, 864. — *Mars et Bonneitz*. Courbes de résonance, II, 599. — *Jonaust*. Mesures de longueur d'onde, II, 645. — *Zehnder*. Expériences de Hertz à l'aide des tubes à helium, II, 682. — *Millockau*. Étude des décharges oscillantes, II, 751. — *Lindman*. Existence objective d'onde stationnaires dans l'air, II, 778. — *Milner*. Courbes de courant et de potentiel de l'étincelle oscillante, II, 1033. — *Nicholson*. Incurvation des ondes autour d'une grande sphère, II, 1036. — *Roschansky*. Effet d'extinction de l'étincelle dans les circuits oscillants couples, II, 1035.

RADIOTÉLÉGRAPHIE. — *Ferrié*. Applications de la télégraphie sans fil, I, 178. — *Sénaouque*. Télégraphie sans fil en aéroplane, I, 214. — *Rein*. Transmetteur de tonalite radiotélégraphique à courant continu, I, 254. — *Nesper*. Id., I, 254. — *Lorenz*. Id., I, 254. — *Seibt*. Id., I, 333. — *Fischer*. Rayonnement des antennes, I, 426. — *Ives*. Fonctionnement des antennes à grande résistance, I, 427. — *Guillet*. Trieur pour synchronisation, I, 588. — *Pétrowsky*. Décrement du rayonnement d'une antenne, I, 607. — *Ludwig*. Ballon libre station de réception, I, 711; Amortimètre pour la pratique de la télégraphie sans fil, I, 869. — *Blondel*. Orientation en radiotélégraphie, I, 831; Amortissement dans l'emploi des cadres d'orientation, I, 923. — *Rottgardt*. Emploi des transformateurs de résonance, I, 865. — *Austin*. Télégraphie sans fil à grande distance, I, 951; Résistance des antennes, I, 1052; Emploi d'étincelles à haute fréquence, II, 165; Intensité dans les antennes de réception, II, 166. — *Esau*. Influence des conditions atmosphériques, I, 951, II, 865. — *Turpain*. Microampèremètre enregistreur, I, 1003; Inscription graphique des signaux de la tour Eiffel, II, 105. — *March*. Propagation des ondes à la surface du globe, II, 143. — *Rothé*. Réception avec antennes réduites, II,

215. — *Jéjou*. Effet de résonance secondaire dans les récepteurs, II, 221. Captation des ondes par des antennes horizontales, II, 1014. — *Huth*. Récepteur simple de l'heure, II, 249. — *Flageolet*. Application à l'étude de l'annonce. des orages, II, 315. — *Reich*. Le rayonnement d'une antenne suivant sa forme II, 408.

Rolhé et Turpain. Influence de l'éclipse du 17 avril 1912, II, 574. — *Violle*. Id., II, 574. — *Flageolet*. Id., II, 574. — *Boutarié et Meslin*. Id., II, 658. — *Kiebitz*. Id., II, 868.

DÉTECTEURS. — *Leimbach*. Unipolarité et pouvoir redresseur des détecteurs à contact, I, 418. — *Austin*. Détecteur redresseur à contact glissant, I, 950. — *Moller*. Accroissement de résistance par les oscillations dans des conducteurs subdivisés, II, 71. — *Streintz*. Résistance entre métal et cristal, II, 147, 793. — *Streintz et Wellick*. Id., 508. — *Königsberger, Reichenheim et Schilling*. Id., II, 160. — *Königsberger et Schilling*. Id., II, 508. — *Leithauser*. Emploi des flammes comme détecteurs, II, 866.

DÉCHARGES ÉLECTRIQUES A LA PRESSION ORDINAIRE. — *Robinson*. Figures formées, par les poussières sous l'influence de la décharge, I, 230, 694. — *De Broglie*. Abaissement des différences de potentiel par l'humidité, I, 309. — *Caudrelier*. Constitution de l'étincelle, I, 388. — *Meservey*. Potentiels de décharge dans les gaz, I, 401. — *Tyndall*. Décharge d'une pointe électrisée, I, 489. — *Léauté*. Irrégularités du potentiel disruptif, I, 579. — *Besson*. Action de l'effluve sur le gaz ammoniac, I, 658. — *Righi*. Potentiel de décharge dans le champ magnétique, I, 858. — *Hupka*. Influence des conducteurs voisins mis à la terre sur le potentiel disruptif entre sphères, I, 1040. — *Villard et Abraham*. Mesure de potentiels explosifs entre 20.000 et 300.000 volts, II, 57. — *Occhialini*. Étincelles produites par une basse différence de potentiel, II, 346. — *Hemsalech*. Vitesse relative des vapeurs lumineuses de divers éléments dans l'étincelle électrique, II, 316, 395. — *Aubertin*. Divers aspects de la décharge d'un condensateur, II, 395. — *Seeliger*. Contribution à la théorie de la décharge, II, 777. — *Chassy*. Absorption d'énergie dans les gaz, I, 737, II, 826. — *Hervég*. Oscillations et hystérésis dans la décharge par effluves, II, 791. — *Borthwick*. Potentiel de décharge dans le voisinage d'une électrode à n pointes, II, 936. — *Guillet et Aubert*. Eclateur électrométrique, II, 1014. — *Bartou et Kilby*. Figures de poussières produites par les étincelles, II, 1036.

DÉCHARGES DANS LES GAZ RARÉFIÉS. — *Claude*. Tubes luminescents à néon, I, 576 ; Volatilisation des électrodes dans les tubes à néon, I, 925. — *Lodge*. Conductibilité des gaz dans les soupapes à vide, I, 665. — *Righi*. Étincelles dans l'air raréfié sous l'action d'un champ magnétique, II, 123, 252. — *Cohnstaedt*. Pellicule d'eau adhérente au verre et à l'aluminium, II, 500. — *Millockau*. Effets diélectriques dans les gaz, II, 657. — *Kunz et Kemp*. Répartition de la lumière dans les décharges striées de la vapeur des métaux alcalins, II, 679. — *Winter*. Décharge annulaire sans électrodes, II, 681. — *Dunoyer*. Conductibilité de la vapeur de sodium, II, 731.

RAYONS CATHODIQUES. — *Joffé*. Champ magnétique des rayons cathodiques, I, 508. — *Houllevigue*. Rayons cathodiques produits à l'intérieur des lampes à incandescence, I, 657, II, 481, 523. — *Baerwald*. Influence du champ magnétique sur l'effet Doppler dans les rayons-canaux, I, 506, 945. — *Stark*. Id., I, 658. — *Gouy*. Cas particulier de l'action intercathodique, II, 124. — *Fulcher*. Production de lumière par les rayons cathodiques, II, 128. — *Raisch*. Chutes de potentiel anodiques et cathodiques, II, 138. — *Bestelmeyer*. Charge spécifique des rayons cathodiques lents, II, 155. — *Kossel*. Rayonnement cathodique secondaire dans les gaz, II, 329. — *Bloch*. Id., 676. — *Nogués*. Cinématographie à images très fréquentes, II, 754.

RAYONS-CANAU. — *Kutschewski*. Variations de vitesse des rayons-canaux, I, 331. — *Fulcher*. Production de lumière par les rayons-canaux, I, 337 ; Effet Stark-Doppler des rayons-canaux de l'hydrogène, II, 342, 342. 939. — *Stark*. Id., 589, 781. — *Wilsar*. Intensité fixe des rayons-canaux, II, 79. — *Pokrowsky*. Principe de Doppler, II, 154. — *Hammer*. Vitesse des rayons-canaux, II, 156. — *Goldstein*. Formation des rayons-canaux dans le potassium, le cæsium et le rubidium, II, 243. — *Kænigsberger* et *Kutschewski*. Passage des rayons-canaux à travers les gaz, II, 320. — *Paschen*. Répartition de l'intensité dans les raies de Doppler des rayons-canaux, II, 330. — *Wagner*. Variation de l'effet Doppler des rayons-canaux de H le long de leur trajectoire, II, 416. — *Saxen*. Energie des rayons-canaux, II, 388. — *Végar*d. Propriétés des rayons qui produisent l'aurore boréale, II, 916 ; Emission lumineuse dans la luminiscence et pour les rayons canaux, II, 1039 — *Stark* et *Wendt*. Pénétration des rayons canaux dans les solides, II, 1037.

RAYONS POSITIFS. — *Thomson*. Rayons positifs, I, 229 ; II, 925. — *Knipp*. Id., II, 62.

ACTION DU CHAMP MAGNÉTIQUE. — *Gouy*. Element periodique dans le rayonnement magnéto-cathodique, I, 245 ; Action intercathodique dans un champ magnetique uniforme, I, 394 ; II, 427. — *Bestelmeyer*. Trajectoire des rayons cathodiques à travers un champ magnétique uniforme, I, 555. — *Righi*. Influence du champ magnétique sur l'intensité du courant dans l'air raréfié, I, 902, 962. — *Stark*. Influence du champ magnétique sur l'effet Doppler des rayons-canaux, II, 77. — *Ribaud*. Apparition de nouvelles raies dans un tube de Geissler, II, 478. — *Birkeland*. Trajectoire d'une particule électrisée dans un champ magnétique, II, 763. — *More* et *Rieman*. Rayons magnétiques, II, 851. — *Stassano*. Actions opposées du champ magnétique sur la conductibilité des gaz rarefiés, II, 1019.

RAYONS DE RÖNTGEN. — *Dessauer*. Bobines d'induction et tubes de Röntgen, I, 166. — *Barkla* et *Ayres*. Théorie ondulatoire electromagnetique des rayons X, I, 229. — *Barkla*. Énergie des rayons X dispersés, I, 489 ; Spectres des rayons fluorescents de Röntgen, I, 842. — *Guilleminot*. Rayons de Sagnac, I, 307 ; Rendement en rayons secondaires, I, 389 ; Rayons secondaires sur l'aluminium, I, 474. — *Crosby Chapman*. Emission par les vapeurs d'un faisceau homogène de rayons secondaires, I, 398. — *Sadler*. Transformation de l'énergie des radiations de Röntgen en énergie de radiations corpusculaires, I, 836. — *Sadler* et *Steen*. Amollissement apparent des rayons X par leur passage à travers la matière, I, 490. — *Chanot*. Développement d'une image radiophotographique, I, 582 ; Actions isolées et successives de la lumière et des rayons X sur la plaque, I, 656. — *Chas* et *Lindemann*. Pouvoir pénétrant des rayons Röntgen, II, 256. — *Barkla* et *Collier*. Absorption des rayons X, II, 669. — *Seitz*. Absorption des rayons Röntgen très mous par les gaz, II, 684. — *Sadler* et *Mesham*. Radiations produites par les substances de faible poids atomique, II, 775. — *Sommerfeld*. Diffraction des rayons de Röntgen, II, 777. — *Friedrich*. Distribution de l'intensité des rayons X émis par une anticathode de platine, II, 931. — *Droit*. Opacité aux rayons X des tissus teintés aux sels de plomb, II, 1012.

Radioactivité.

SOURCES DE RADIATIONS ACTIVES. — *Fletcher*. Radioactivité du granit de Leinster, I, 147 ; de quelques roches, I, 596. — *Lacroix*. Minéraux radioactifs de Madagascar, I, 305. — *Henriot*. Rayons des métaux alcalins, I, 391 ; du rubidium, I, 577.

— *Strong*. Agregats de l'uranium et du néodyme, I, 423. — *Pirret et Soddy*. Uranium et radium dans les minéraux, I, 494. — *Boudry*. Utilisation à distance des eaux minérales, I, 581. — *Joly*. Détermination des quantités de radium contenues dans les roches, I, 669; Radioactivité des roches du Saint-Gothard, II, 916. — *Wulf*. Radioactivité, propriété générale de la matière, I, 700. — *Danne et Crémieu*. Émanation du radium dégagée par l'une des sources de Colombières-sur-Orb, I, 1020. — *Chaspoul, Jaubert et Beaujeu*. Radioactivité des eaux de Vals, I, 1022. — *Carter*. Propriétés radioactives des flammes à haute température, I, 1030. — *Kinoshita, Neshikaw et Ono*. Produits radioactifs produits dans l'atmosphère, II, 60. — *Poole*. Emission de chaleur dans l'orangeite, II, 229. — *Fletcher*. Quantité de radium contenu dans les roches secondaires, II, 231. — *Moureu et Lepape*. Gisements d'hélium, II, 753. — *Szélard*. Radioactivité des sources de Saint-Lucasbad, II, 474. — *Berndt*. Teneur de l'atmosphère en induction radioactive, II, 591. — *Knoche*. Activité induite dans la Cordillère bolivienne, II, 592. — *Sanderson*. Influence du sol sur la radioactivité atmosphérique locale, II, 593. — *Massol*. Radioactivité des eaux d'Usson, II, 759. — *Joly*. Radioactivité des matériaux de la surface terrestre, II, 1029.

ÉTUDES DES CORPS RADIOACTIFS. — *Poole*. Quantité de chaleur dégagée par la pechblende, I, 145. — *Russel et Soddy*. Rayons γ du thorium et de l'actinium, I, 146. — *Mitchell*. Rapport des masses des substances radioactives en équilibre, I, 149. — *Kovarik*. Vie moyenne de l'actinium c, I, 248. — *Bergwitz*. Collecteur à ionium, I, 248. — *Sarrazin et Tommasina*. Faibles élévations de température et radioactivité induite, I, 302. — *Vilson*. Coefficient d'absorption du fer pour les rayons γ , I, 397. — *Bayer, Hahn et Meitner*. Rayon β du thorium, I, 510; Émission des rayons β par le radium D, I, 513; Spectre magnétique des rayons β du radium, II, 156; du thorium, II, 416. — *Fayans et Makover*. Radium C_2 , I, 512. — *Fayans*. Complexité du radium C, I, 512. — *Snow*. Variation de la distribution des particules α , I, 671. — *Eve*. Absorption par l'air des rayons β du radium C, I, 673. — *Van den Broek*. Place des éléments radioactifs, I, 698. — *Hauser*. Effet des champs électriques et magnétiques sur la charge spontanée du polonium, I, 699. — *Campbell*. Id., I, 964; Rayons δ , I, 838; II, 236, 4033. — *Hauser*. Rayons δ , II, 963; Résistances de Bronson, I, 955; Vitesse initiale des rayons δ , II, 962. — *Gockel*. Mesure en ballon du rayon pénétrant, I, 710. — *Danyz*. Rayons β de la famille du radium, I, 772; II, 53; Ralentissement subi par les rayons β lorsqu'ils traversent la matière, II, 575. — *Danyz et Duane*. Charges transportées par les rayons α et β , II, 845. — *Lennan et Macallum*. Intensité des radiations pénétrantes émises par la Terre, I, 930. — *Geiger et Muttall*. Portée des particules α , I, 935; Émission de particules α par l'uranium, II, 399. — *Wilson*. Portée des particules α , II, 665. — *Herzfeld*. Id., II, 791. — *Moseley et Fayans*. Produits radioactifs à courte vie, I, 937. — *Jorissen et Woudstra*. Action du radium sur les colloïdes, I, 1059. — *Bunstead*. Émission d'électrons par les métaux sous l'influence des rayons α , II, 64. — *Reinganum*. Diffusion et effet photographique des rayons α , II, 153. — *Meitner*. Préparation des produits de désagrégation, II, 156, 686. — *Hahn et Meitner*. Id., II, 516. — *Vessot-King*. Problèmes d'absorption en radioactivité, II, 230. — *Hess*. Absorption des rayons γ par l'atmosphère, II, 161. — *Fajaus et Malkover*. Transformation du radium B en radium C, II, 231. — *Kohrausen et Schweidler*. Oscillations de transformation, II, 244. — *Meyer*. Id., II, 247. — *Campbell*. Id., II, 247. — *Svinne*. Relations entre les éléments radioactifs, II, 245. — *Mardsen et Baralt*. Particules α émises par le dépôt actif du thorium et de l'actinium, II, 322. — *Schmidt et Nick*. Solutions étendues de sels de radium, II, 323. — *Weszelzsky*. Mesure de la radioactivité, II, 323. — *Meyer*. Structure des rayons γ , II, 402, 413. — *Thirring*. Absorption intérieure, II, 417. — *Von Hevitz*. Electrochimie des corps radio-

actifs, II, 494, 870. — *Mache et Meyer*. Etalon du radium, II, 516. — *M^{me} Curie*. Les mesures en radioactivité et l'étalon de radium, II, 795. — *Marckwald*. Etalon international du radium, II, 965. — *Von Schweidler*. Rayonnement d'une sphère remplie de matière radioactive, II, 517. — *Pound*. Rayons secondaires émis par les rayons α du polonium, II, 579, 928. — *Wellisch et Bronson*. Distribution du dépôt actif du radium dans un champ électrique. II, 551. — *Antonoff*. Produits de désintégration de l'uranium, II, 603. — *Hohn, Meyer et Schweidler*. Commission internationale du radium à Paris, II, 686. — *Darwin*. Absorption et dispersion des rayons α , II, 764. — *Russell*. Volatilisation du radium C, II, 775. — *Kleemann*. Rayons β , II, 849. — *Schrader*. Combinaisons chimiques des éléments radioactifs à courte durée, II, 850. — *Mac Lennan*. Intensité de la radiation pénétrante, II, 920. — *Campbell*. Rayons δ , II, 921. — *Bunstead et Gougan*. Emission d'électrons par les métaux sous l'influence des rayons α . II, 932. — *Chadwich*. Rayons γ émis par les rayons β du radium. II, 933. — *Geiger et Nuttal*. Particules α émises par le thorium et l'actinium, II, 934. — *Geiger et Rutherford*. Enregistrement photographique des particules α . II, 936. — *Rutherford*. Origine des rayons β et γ , II, 1026. — *Buchwald*. Calcul des oscillations du rayonnement γ , II, 951. — *Hammer*. Fontactoscope, II, 963. — *Fajans*. Bifurcation de la série des produits de désagrégation du radium. II, 964. — *Stark*. Dispersion et absorption des rayons β et X dans les cristaux, II, 1051.

ÉMANATION. — *Geiger*. Transformation de l'émanation de l'actinium. I, 672. — *Tilow*. Dosage de l'émanation du radium, I, 700. — *Herschfinkel*. Action de l'émanation du radium sur les sels de thorium, I, 768. — *Ramsay*. Id., I, 768. — *Leslie*. Poids moléculaire de l'émanation du thorium. I, 771. — *Antonoff*. Désintégration de l'uranium, I, 844. — *Boltwood et Rutherford*. Production d'hélium par le radium, I, 932. — *Rutherford et Geiger*. Transformation et nomenclature des émanations, I, 936. — *Bogtz*. Solubilité de l'émanation du radium, II, 60. — *Von Hevesy*. Id., II, 157. — *Meseritsky*. Décomposition de l'acide urique par l'émanation du radium, II, 317. — *Greinacher*. Quantité d'émanation contenue dans les eaux de source, II, 517. — *Bernell*. Id., II, 963. — *Knoche*. Emanation de l'eau de mer, II, 593. — *Mac Lennan*. Diffusion de l'émanation de l'actinium, II, 929. — *Smyth*. Emanation du radium diffusée dans l'atmosphère, II, 934. — *Leslie*. Comparaison des coefficients de diffusion du thorium et de l'actinium, II, 934.

Ionisation.

IONISATION EN GÉNÉRAL. — *Campbell*. Détermination des capacités dans les mesures d'ionisation, I, 147. — *Righi*. Action ionisante probable du champ magnétique, I, 216; Rotations produites dans l'air ionisé par le champ magnétique, II, 223. — *Millikan*. Mesure précise de la charge d'un ion isolé, I, 251. — *Przibram*. Charge des fumées de phosphore et des particules d'un brouillard, I, 252; Charge des particules solides en suspension. II, 333; Mobilité des ions dans les mélanges de gaz, II, 789. — *Regener*. Charge des particules. I, 253. — *Schunemann*. Etat électrique de l'air dans les cavernes et les caves, I, 253. — *Greinacher*. Récipients d'ionisation, I, 336. — *Clo*. Effet de la température, I, 342. — *De Broglie et Brizard*. Ions produits dans l'air par le sulfate de quinine en voie d'hydratation, I, 391. — *De Broglie*. Distribution de l'ionisation dans un gaz, I, 481. — *Fuchtbauer*. Conductibilité de la vapeur saturée d'un métal alcalin, I, 416. — *Moreau*. Ionisation des vapeurs salines par un rayonnement corpusculaire, I, 477, 585. — *Blanc*. Ionisation par le phosphore, I, 477. — *Millikan et Fletcher*. Valence dans l'ionisation gazeuse. I, 595. — *Townsend*. Charge des ions gazeux,

I, 672; Conduction des gaz. I, 1025. — *Townsend et Lodge*. Conductibilité des gaz, I, 933. — *Schmidt*. Conductibilité électrique des vapeurs salines, I, 686. — *Szivevsky et Schafer*. Augmentation de conductibilité des diélectriques sous l'influence de la lumière ultra-violette, I, 690. — *Fredenhagen*. Emission d'électrons négatifs par le potassium et le sodium, I, 695. — *Reinganum*. Mobilité des ions dans les gaz, I, 706, 789. — *Chassy*. Conductibilité des gaz à la pression atmosphérique, I, 737. — *Besson*. Dissymétrie des ions positifs et négatifs relatifs à la vapeur d'eau, I, 768, II, 1012. — *Duane*. Masse des ions gazeux, I, 772. — *Rother*. Passage de l'électricité entre des conducteurs très rapprochés, 789. — *Franck et Westphal*. Valence dans l'ionisation des gaz. I, 931. — *Glasson*. Variation du pouvoir ionisant avec la vitesse des rayons cathodiques, I, 933. — *Seeliger*. Ionisation par les rayons-canaux, I, 956. — *Berndt*. Ionisation sur l'océan Atlantique, I, 958. — *Becker*. Porteurs d'électricité dans les gaz, I, 1041. — *Haber et Just*. Emission d'un rayonnement électrique dans les réactions chimiques, I, 1041. — *Kleemann*. Nature et vitesse d'un ion dans un gaz, I, 1049. — *Dember*. Effet ionisant des radiations solaires ultra-violettes, II, 258. — *Gill*. Ionisation produite par les rayons de Röntgen. II, 234. — *Barkla et Siemens*. Id., II, 235. — *Seemann*. Courant de saturation dans l'air ionisé par les rayons Röntgen, II, 783. — *Owens et Roberts*. Influence des nuages sur l'ionisation, II, 319. — *Greinacher*. Courbe de courant d'air uniformément ionisé. II, 330. — *Allberg*. Porteurs monomoléculaires d'électricité dans les gaz, II, 403. — *Milner*. Viriel d'un mélange d'ions, II, 486. — *Trickson*. Recombinaison des ions dans CO² et H à différentes températures, II, 582. — *Anderson et Morrison*. Courants électriques dans l'air à la pression atmosphérique, II, 582. — *Knoche*. Déperdition, densité et mobilité des ions dans l'air, II, 592. — *Bergwitz*. Conductibilité de l'air ionisé par la lumière rouge, II, 685. — *Hensel*. Diffusion des ions, II, 791. — *Van der Bijl*. Conductibilité des diélectriques liquides ionisés, II, 859. — *Tyndall*. Décharge d'une pointe électrisée, II, 931. — *Kovarik*. Captation des atomes dans l'air ionisé, II, 1035.

IONISATION PAR CHOCs. — *Campbell*. Ionisation par chocs. II, 318, 669. — *Bishop*. Théorie de l'ionisation par choc dans les mélanges gazeux, II, 412. — *Thomson*. Ionisation par les corpuscules électrisés en mouvement, II, 484. — *Gill et Pidduck*. Ionisation par choc dans l'hélium, II, 584. — *Gill*. Pouvoir d'ionisation par choc des ions négatifs, II, 850. — *Townsend*. Ionisation par collision, II, 919.

IONISATION PAR LA CHALEUR. — *Vilson*. Emission de charges positives par les corps chauds, I, 494. — *Lusby*. Mobilité des ions positifs dans les flammes, I, 1029. — *Todd*. Mobilité des ions positifs produits par le phosphate d'aluminium chauffé, I, 1030. — *Richardson*. Ions positifs émis par les sels chauffés, I, 1032. — *Klemensiewicz*. Mise en liberté d'ions positifs par les métaux chauffés, II, 73. — *Ponway*. Charge des thermo-ions, II, 228. — *Pring et Parker*. Ionisation produite par le charbon à haute température, II, 229. — *Davisson*. Thermo-ions positifs des sels alcalino-terreux, II, 231. — *Thièrme*. Séparation des métaux des flammes par l'électricité, II, 608. — *Andrade*. Ions dans les flammes contenant des vapeurs métalliques, II, 666, 608, 773. — *Weissmann*. Particules émises par un fil de platine incandescent, II, 692. — *Griedl*. Id., II, 694. — *Wilson*. Emission d'électricité par les corps chauds. II, 848; Diffusion des vapeurs de sels alcalins dans les flammes. II, 849. — *Becker*. Mobilité dans les flammes, II, 1030.

IONISATION PAR LES CORPS RADIOACTIFS. — *Eve*. Ionisation de l'atmosphère d'origine radioactive, I, 151; Nombre des ions produits par les rayons β et γ du radium C, I, 929. — *Taylor*. Ionisation par les particules α du polonium, I, 482. — *Rutherford*. Dispersion des particules α et γ de la matière, I, 486. — *Wertenstein*. Rayonnement ionisant émis par le radium C, I, 584. — *Geiger et Kava-*

rik. Nombre relatif d'ions produits par les particules β de diverses substances radio-actives, I, 934. — *Campbell*. Ionisation par les rayons α , II, 486. — *Hoffmann*. Détermination directe de l'ionisation d'une particule α , II, 684. — *Wertenstein*. Absorption des projections radioactives et ionisation, II, 763. — *Ratner*. Mobilité des atomes ions radioactifs dans les gaz, II, 763. — *Bianu et Wertenstein*. Rayonnement ionisant émis par le polonium, II, 845. — *Taylor*. Courbe d'ionisation par les rayons α du polonium dans la vapeur de mercure, II, 850. — *Eve*. Comparaison de l'ionisation en vase clos produite par les rayons de Rontgen et γ , II, 931.

NOYAUX DE CONDENSATION. — *Sachs*. Centres électrisés et noyaux de condensation engendrés par les radiations ultra-violettes, I, 323. — *Gwilymoven et Pealing*. Action de la lumière sur la vapeur d'iode, I, 483. — *Owen*. Noyaux de condensation dans l'air refroidi, I, 932. — *Ramsauer*. Noyaux de condensation par les rayons ultra-violets, II, 145, 918.

PHOTO ET ACTINO-ÉLECTRICITÉ — *Lénard et Seeland*. Action photo et actino-électrique chez les métaux alcalino-terreux, I, 68. — *Fleming*. Propriétés photoélectriques de l'alliage potassium-sodium, I, 81. — *Pohl et Pringsheim*. Effet photoélectrique normal et effet sélectif, I, 144. — *Ramsauer et Hauser*. Effet actinoélectrique chez les phosphores alcalino-terreux, I, 325. — *Elster et Geitel*. Cellules photoélectriques à cathode de potassium colorée, I, 862; Effet photoélectrique dans l'infra-rouge, I, 868. — *Golmann et Kalandyk*. Recherches photoélectriques sur les diélectriques solides, I, 1044. — *Stuhlmann*. Effets photoélectriques, II, 61. — *Raymond*. Mesures photo-électriques à Antibes en 1912, II, 121. — *Gehrts*. Réflexion et rayonnement secondaires des rayons cathodiques d'origine photo électrique, II, 139. — *Reboul*. Action photo-chimique et phénomènes photo-électriques, II, 221, 663. — *Bloch*. Emploi des cellules photoélectriques comme photophones, II, 221. — *Robinson*. Fatigue photoélectrique, II, 230; Propriétés photoélectriques des plaques métalliques minces, II, 511. — *Ebber et Geitel*. Effet photoélectrique sur le potassium, II, 595. — *Hughes*. Effet photoélectrique de quelques composés, II, 930. — *L. et E. Bloch*. Ionisation des gaz par les rayons de Schumann, II, 1017. — *Richardson*. Théorie de l'effet électrique, II, 1030.

Météorologie et Physique cosmique.

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHERE. — *Guilbert*. Tempête du 13 mars 1911, I, 389. — *Hubert*. Pluies et orages au Soudan, I, 658. — *Bornstein*. Variation diurne de la pression de l'air dans le sol, I, 870. — *Mantz et Laine*. Proportion de CO₂ dans l'air des rayons antarctiques, II, 54. — *Angot*. Moyenne de la nébulosité à l'époque de la prochaine éclipse totale du soleil, II, 122. — *Loisel*. Distribution de la chaleur solaire, II, 126. — *Bergwitz*. Mesures actinométriques en ballon, II, 163. — *Ludewig*. Mesure des courants verticaux de l'air, II, 169. — *Perrotin*. Représentation de la température en fonction de la nébulosité, II, 475. — *Arnaud*. Formule pour le nivellement barométrique, II, 575. — *Vallot*. La grêle et le givre au mont Blanc, II, 578. — *Guillaume*. Mouvements verticaux de la tour Eiffel, II, 662. — *Blanc*. Variation brusque de température et respiration des plantes, II, 663. — *Hubert*. Courants aériens en Afrique occidentale, II, 913. — *Darwin*. Effet du mouvement diurne sur la haute atmosphère, II, 918. — *Knibbs*. Analyse mathématique de quelques expériences de physiologie climatique, II, 928. — *Joule*. Détermination de la quantité de vapeur d'eau dans l'atmosphère par la spectro-

copie, II, 941. — *Guye, Kowacs et Wouwtzel*. Densité de l'air atmosphérique à Genève, II, 968.

MÉTÉOROLOGIE OPTIQUE. — *Birkeland*. Lumière zodiacale, I, 221. — *Galissot*. Absorption sélective de l'atmosphère, I, 305. — *Salet*. Absorption et diffusion de la lumière par les météorites, I, 394. — *Stormer*. Mesure photogrammétrique de l'altitude de l'aurore boréale, I, 478. — *Forel*. La Fata Morgana, II, 52. — *Chauveau*. Spectre météorique de la tour Eiffel, II, 52. — *Krebs*. Polarisation de la lumière du ciel, II, 396. — *Vallot*. Absorption comparée des radiations chimiques et calorifiques, II, 756. — *Diercks*. Etat du ciel au voisinage du Soleil, II, 794. — *Vigand et Schwab*. Hypohélie et halo solaire, II, 862. — *Arnaud*. Réfraction atmosphérique au voisinage de l'horizon, II, 913. — *Végard*. Propriétés des rayons qui produisent l'aurore boréale, II, 916. — *Humphreys*. Eclat du ciel à minuit, II, 945.

ÉLECTRICITÉ ATMOSPHÉRIQUE. — *Turpain*. Coup de foudre sur une antenne réceptrice, I, 372; Appareils enregistreurs et prévision des orages, I, 1005. — *Baldit*. Charge électrique de la pluie, I, 390. — *Izes et Manchley*. Inducteur terrestre, I, 400. — *Przibram*. Charges portées par les particules des nuages, I, 421. — *Thorn-ton*. Foudre globulaire, I, 488. — *Rudge*. Electrification de l'air au voisinage des sources du Zambèze, I, 493. — *Le Cadet*. Origine des manifestations électriques des orages, I, 1022. — *Vallot*. Protection contre la foudre des observatoires de grande altitude, I, 1023. — *Grüneisen*. Le courant vertical d'électricité atmosphérique, II, 163. — *Berndt*. Electricité atmosphérique dans la République Argentine, II, 169, 391, 960. — *Bergwitz*. Enregistrement du potentiel de l'air, II, 244. — *Linib*. Electrification d'une antenne par la pluie, II, 311. — *Baldit*. Charges électriques de la pluie au Puy-en-Velay, II, 315. — *Bergonié*. Foudre en spirale, II, 472. — *Mattézos*. Foudre, II, 846. — *Rudge*. Electrification de l'atmosphère et de la surface de la terre, II, 918. — *Brommer*. Electricité atmosphérique pendant l'éclipse du 17 avril 1912, II, 862.

MAGNÉTISME TERRESTRE. — *Angot*. Eléments magnétiques au Val-Joyeux au 1^{er} janvier 1911, I, 135; au 1^{er} janvier 1912, II, 122. — *Gaillard*. Influence de la vitesse sur le compas, I, 218. — *Bosler*. Courants telluriques et perturbations magnétiques, I, 221. — *Schéring*. Enregistrement photographique des variations de la composante verticale, II, 163. — *Schwann*. Le champ magnétique terrestre, II, 922. — *Bosler*. Courants telluriques et éruption solaire, II, 877.

PHYSIQUE TERRESTRE. — *Bourgeois*. Cause d'erreur dans les appareils de mesure de base, I, 216; Détermination des coordonnées géographiques par la télégraphie sans fil, I, 830. — *Koch*. Stéthoscope comme baguette divinatoire, I, 247. — *Broca*. Mesure des angles géodésiques, I, 390. — *Guyon*. Tables de navigation, I, 655. — *Joly*. L'âge de la Terre, I, 835. — *Prescott*. Rigidité de la Terre, I, 927. — *Bénédicts*. Expérience du pendule de Foucault, I, 959. — *Geiger et Gutenbert*. Constitution interne du globe, I, 960. II, 256. — *Renan*. Différence de longitude entre Paris et Bizerte, II, 57. — *Bourgeois*. Id., II, 214. — *Rabouille*. Coordonnées géographiques du pic du Midi, II, 222; de l'observatoire de Toulouse, II, 479. — *Vallot*. Effet des poussières éoliennes sur les glaciers du mont Blanc, II, 397. — *Lowy*. Méthode de Fizeau appliquée à l'exploration intérieure de la Terre, II, 162. — *Lowy et Leimbach*. Id., II, 518. — *Hahmann*. Formation de dunes de sables dans un courant régulier, II, 950. — *Bergel*. Nouvelle machine à sonder, I, 659. — *Vergne*. Théorie de la houle, I, 664.

SÉISMES. — *Angot et Fabry*. Tremblement de terre du 3 janvier 1911, I, 135. — *Rosenthal*. Id., I, 709. — *De Montessus de Ballore*. Application de la suspension à la cardan aux sismographes. I, 926; Répartition de la stabilité sismique en Bolivie, I, 1023; Phénomènes lumineux. II, 317; Constance probable de l'activité sismique mondiale, II, 661; Période de Brückner, II, 759; Tremblements de terre et taches solaires, II, 848; Observations sismologiques à l'île de Pasques. II, 913. — *Angot*. Le tremblement de terre du 16 novembre 1911. I, 1023. — *Dourami et Rolhé*. Id., II, 54. — *Geiger*. Longueur d'onde longitudinale, II, 148. — *Bemdorf*. Vitesse des ondes transversales, II, 244. — *Rasener*. Période des ondes de tremblement de terre, II, 258. — *Eginitis*. Tremblements de terre de Céphalonie. II, 482. — *Galitzine*. Vitesse de propagation des ondes. II, 759. — *Verschaffel*. Tremblement de terre du 14-15 septembre 1912, II, 912. — *Zeissig*. Détermination graphique de l'épicentre d'un tremblement de terre, II, 939.

ECLIPSES. — *Angot*. Valeur moyenne de la nébulosité le 17 avril, II, 122. — *Bigourdan*. Observations qui pourront être faites pendant l'éclipse du 17 avril 1912. II, 394. — *Violle*. etc. Eclipse du 17 avril 1912. II, 475. — *Lobo*. Enregistrement cinématographique. II, 571. — *Chauveau*. Eclipse du 17 avril 1912. II, 578. — *De Broglie*. Id., II, 578. — *Amann*. Id., II, 754. — *Stefanik*. Id., II, 309. — *Walter et Groos*. Mesure d'éclairement. II, 794. — *AnceI*. Photométrie. II, 754. — *Werner*. Intensité du rayonnement solaire. II, 863. — *Elster et Geitel*. Id., II, 874. — *Berwitz*. Enregistrement du potentiel de l'air, II, 939.

PHYSIQUE CÉLESTE. — *Parkurst*. Absorption dans l'espace, I, 76. — *Heyl*. Dispersion apparente de la lumière dans l'espace, I, 77. — *Esclançon*. Régulateur rotatif, I, 132; Orientation des équatoriaux photographiques. II, 1011. — *Keimel Mies*. Pose et diamètre de l'image photographique d'un point, I, 339. — *Bréhaut*. Phénomènes célestes et analogies expérimentales, I, 1021. — *Wood*. Réflecteur en verre nickelé, II, 128. — *Hamy*. Flexion astronomique des cercles méridiens, II, 308; Régulateur de température de spectrographe, II, 478. — *Claude et Driencourt*. Orthostathmiscope, II, 912.

SOLEIL. — *Mitchell*. La vapeur d'eau dans les taches du Soleil, I, 79; Observations récentes à Haverford. I, 78. — *Deslandres*. Mouvement des couches atmosphériques, I, 215, 767. — *Deslandres et Burson*. Id., I, 480. — *Deslandres et d'Azambuja*. Id., I, 774. — *Deslandres*. Explication des protubérances solaires, I, 578; Ionisation des gaz solaires, I, 658; Rapprochement entre les étoiles temporaires et le Soleil, II, 568; Protubérances, filaments et alignements dans les couches supérieures de l'atmosphère solaire, II, 847, 1013. — *Ruoco*. Id., II, 845. — *Adams*. Photographies de taches solaires. I, 258. — *Hale et Adams*. Photographie du spectre éclair en dehors d'une éclipse, I, 260. — *Stormer*. Structure de la couronne solaire, I, 302, 305. — *Evershed*. Vitesse angulaire de rotation d'une protubérance solaire, I, 336. — *Slocum*. Mouvements généraux de l'atmosphère solaire, I, 341. — *Abbot et Aldrich*. Echelle pyrohéliométrique, I, 342. — *Ibbot et Fowle*. Constante solaire. I, 495. — *Schesinger*. Classification des spectres solaires, I, 495. — *Pérot*. Spectroscopie solaire, I, 659; Longueurs d'onde solaires et mouvements d'électron. II, 975. — *Miller*. Positions de certains courants coronaux, I, 596. — *Birkeland*. Le Soleil et ses taches. I, 773; Constitution électrique du Soleil, I, 831. — *Colton*. Principe de Doppler et application à l'étude des vitesses radiales du Soleil, I, 773. — *Julius*. Raies de H, de K et de Ca dans le spectre du disque solaire, I, 786. — *Saint-John*. Mouvement et état de la vapeur du calcium dans les taches solaires, I, 846. — *André*. Formation des soleils, I, 1046. — *Abbot*. Le spectre d'énergie du Soleil et sa température, I, 1034. — *Schulz*. Physique du Soleil. II, 147. — *Pérot*. Raie verte de la

couronne, II, 569; Mouvement apparent des vapeurs dans l'atmosphère solaire, II, 657. — *Gouy*. Etude de la raie D, II, 659; Pression à la surface du Soleil, II, 750. — *Vlès*. Forme de la Lune et du Soleil, II, 847. — *Véry*. Valeur de la constante solaire, II, 127. — *Abbot et Foule*. Id., II, 939. — *Le Bel*. Essai de cosmologie rationnelle, II, 130.

LUNE. — *Bénard*. Formation de cirques lunaires, II, 217. — *Belot*. Id., II, 311. — *Escard*. Formation des cratères lunaires, II, 757.

PLANÈTES. — *Birkeland*. Anneaux de Saturne, I, 773; Origine des planètes et de leurs satellites, II, 1017. — *Wilde*. Durée de rotation des anneaux de Saturne, II, 59. — *Arrhénius*. Conditions physiques sur la planète Mars, II, 81. — *Lowell*. Les astéroïdes, II, 319.

ÉTOILES. — *Luizet*. Variation d'éclat de certaines étoiles, I, 133. — *Nordmann*. Diamètres effectifs des étoiles, I, 133. — *Adam*. Spectres de Sirius, Procyon et Arcturus, I, 338. — *Albrecht*. Types spectraux des étoiles brillantes, I, 342. — *Frost*. Étoile nouvelle du Léopard, I, 779. — *Tikhoff*. Enregistrement photographique et reproduction du scintillement des étoiles, II, 218. — *Popoff*. Procédés de mesures protochimiques pour l'estimation des grandeurs stellaires, II, 398. — *Bosler et Idrac*. Spectre de l'étoile des Gémeaux, II, 471. — *Iniguez*. Id., II, 471. — *Galissot et Luizet*. Observations photométriques et colorimétriques de la Nova des Gémeaux, II, 571.

COMÈTES. — *Lagula et Chrétien*. Spectre de la comète Kiess, I, 773. — *De la Baume-Pluvinel et Baldet*. Id., I, 773; Spectre de la comète Morehouse, I, 846. — *Bosler*. Spectre de la comète de Brooks, I, 1015. — *Iniguez*. Id., I, 1015. — *Lagula et Chrétien*. Id., I, 1015. — *Fowler*. Spectre de la comète Morehouse, II, 939. — *Wilde*. Origine des comètes et des anneaux de Saturne, II, 59. — *De la Baume Pluvinel et Baldet*. Spectre de la comète Brooks, II, 483.

NÉBULEUSES. — *Fath*. Spectre des nébuleuses spirales et des amas globulaires, I, 338. — *Fabry et Buisson*. Etude des nébuleuses, I, 394, 777. — *Belot*. Formation des anneaux dans la nébuleuse de Laplace, II, 315; Expérience reproduisant les spires des nébuleuses spirales, II, 679. — *Meunier*. Combustion gazeuse tourbillonnaire et son analogie avec les apparences des nébuleuses et des comètes, II, 479.

HISTOIRE DE LA PHYSIQUE. — *Warburg*. — Défense de la Physikalische Reichsanstalt, II, 1053. — *Woyt*. Id., II, 1053.