

PASSAGE DE L'ÉLECTRICITÉ

A TRAVERS LES GAZ.

45182

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS,
Quai des Grands-Augustins. 55.

SIR J.-J. THOMSON, D. SC. LL. D. PH. D F. R. S.
PROFESSEUR DE PHYSIQUE EXPÉRIMENTALE A L'UNIVERSITÉ DE CAMBRIDGE,
PROFESSEUR DE PHILOSOPHIE NATURELLE
A LA ROYAL INSTITUTION. LONDRES.

PASSAGE DE L'ÉLECTRICITÉ

A TRAVERS LES GAZ.

TRADUIT D'APRÈS LA DEUXIÈME ÉDITION ANGLAISE

PAR

R. FRIC,
INGÉNIEUR,
ANCIEN ÉLÈVE DE L'ÉCOLE SUPÉRIEURE
D'ÉLECTRICITÉ.

A. FAURE,
INGÉNIEUR,
ANCIEN ÉLÈVE DE L'ÉCOLE
POLYTECHNIQUE.



PARIS,
GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE
DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE, DU BUREAU DES LONGITUDES,
Quai des Grands-Augustins, 55.

1912

**Tous droits de traduction, de reproduction et d'adaptation
réservés pour tous pays.**

PRÉFACE DE L'AUTEUR.

Peu de Chapitres de la Physique touchent à des problèmes aussi fondamentaux que celui qui traite de la décharge électrique à travers les gaz. Des points de vue qu'il découvre, on voit se présenter, sous leur aspect le plus simple et le plus facile à étudier, les problèmes qui se rattachent à la nature de l'électricité, aux relations entre l'électricité et la matière, à la structure de la matière, à la nature de la radiation, à la structure de la lumière, au mécanisme de la conductibilité électrique.

De même, les méthodes que l'étude de ces questions a fait naître nous permettent de déterminer et d'identifier des quantités de matière de beaucoup inférieures à celles que permet d'atteindre l'analyse chimique et d'étudier des associations d'atomes et de molécules dont l'existence est beaucoup trop brève pour être mise en évidence par des méthodes chimiques. Nous avons ainsi un moyen sans rival pour l'étude des processus suivant lesquels s'effectue la combinaison chimique, problème dont on ne peut estimer assez l'importance.

Bien que, pour beaucoup, l'intérêt principal de ce sujet réside dans la lumière qu'il projette sur les problèmes dont nous parlions plus haut, il ne faut pas oublier qu'il présente une

autre face. Les applications de l'arc électrique et des autres modes de décharge, l'emploi en médecine des rayons de Röntgen et les combinaisons chimiques provoquées dans les gaz par la décharge ont, en effet, une importance pratique.

J'espère que cette traduction de mon Ouvrage sur la décharge électrique dans les gaz contribuera à provoquer l'étude de ces questions qui doivent déjà tant aux travaux des physiciens français.

J.-J. THOMSON.

Cavendish Laboratory, Cambridge,
octobre 1911.



NOTE DES TRADUCTEURS.

La seconde édition de l'Ouvrage du professeur J.-J. Thomson, dont nous présentons ici la traduction française, a paru à Cambridge en 1906 sous le titre *Conduction of Electricity through Gases*.

L'intérêt considérable qui s'attache à l'heure actuelle aux questions qui y sont exposées nous a engagés à entreprendre ce travail que nos occupations professionnelles ne nous ont malheureusement pas permis de pousser aussi activement que nous l'eussions désiré. Cet intérêt est encore accru par la haute autorité scientifique de l'auteur qui, comme chef d'une des écoles les plus actives, a plus que tout autre contribué à l'édification et à la vérification expérimentale des théories qui y sont exposées.

Nous serions heureux si nous pouvions contribuer à favoriser à nos compatriotes l'étude de ces questions.

Qu'il nous soit permis de remercier ici vivement M. le Professeur J.-J. Thomson qui a bien voulu s'intéresser à notre traduction et la présenter au public français et d'adresser un souvenir reconnaissant à notre regretté maître B. Brunhes, professeur de Physique à l'Université de Clermont, directeur de l'Observatoire du Puy de Dôme, qui nous avait encouragés à poursuivre ce travail et avait bien voulu relire le manuscrit avec nous.

M. Gauthier-Villars, après avoir accueilli cet Ouvrage, n'a rien négligé pour en assurer l'exécution; c'est un agréable devoir pour nous de l'en remercier bien sincèrement.

15 octobre 1911.

R. FRIC. A. FAURE.

TABLE DES CHAPITRES.

	ages
I. Conductibilité électrique des gaz à l'état normal.....	1
II. Propriétés d'un gaz conducteur.....	9
III. Théorie mathématique du passage de l'électricité dans un gaz renfermant des ions.....	83
IV. Effet produit par un champ magnétique sur le mouvement des ions....	104
V. Détermination du rapport de la charge à la masse d'un ion.....	117
VI. Détermination de la charge transportée par l'ion négatif.....	151
VII. Sur quelques propriétés physiques des ions gazeux.....	163
VIII. Ionisation par les solides incandescents.....	188
IX. Ionisation dans les gaz des flammes.....	228
X. Ionisation par la lumière. Effets photoélectriques.....	250
XI. Ionisation par les rayons de Röntgen.....	291
XII. Rayons émis par les substances radioactives.....	332
XIII. Pouvoir ionisant des éléments en général.....	411
XIV. Ionisation due à une action chimique, au barbotage de l'air dans l'eau et au rejaillissement des gouttes.....	421
XV. Décharge disruptive.....	430
XVI. Décharge à travers les gaz à basse pression.....	527
XVII. Théorie de la décharge à travers les tubes à basse pression.....	584
XVIII. Arc électrique.....	603
XIX. Rayons cathodiques.....	620
XX. Rayons de Röntgen.....	642
XXI. Propriétés des corps chargés en mouvement.....	647
Index.....	663
Table des matières.....	689

PASSAGE DE L'ÉLECTRICITÉ

A TRAVERS LES GAZ.

CHAPITRE I.

CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE DES GAZ A L'ÉTAT NORMAL.

1. Tout gaz à l'état normal, bien que très faiblement conducteur, livre cependant passage à l'électricité, et cela quelque faible que soit le champ électrique auquel il est soumis. Dans ces conditions, cependant, sa conductibilité est si réduite et il est si difficile d'éliminer les causes d'erreur, que le phénomène de la perte de charge que l'on constate lorsqu'un corps électrisé est placé dans un gaz a donné lieu à des hypothèses diverses suivant les physiciens. Tout d'abord on crut qu'elle se produisait à travers le gaz. Plus tard, à la suite d'expériences nombreuses, on l'attribua à un isolement défectueux des supports et aux poussières que le gaz pouvait renfermer. Tout récemment, enfin, on démontra qu'il se produisait à travers le gaz une faible déperdition qu'on ne pouvait attribuer à des poussières ou à l'humidité.

2. Cette déperdition que l'on constate dans le cas d'un corps chargé isolé a attiré l'attention de nombreux physiciens. Coulomb (¹), dont les expériences furent publiées en 1785, avait conclu, à la suite de ses recherches faites sur un corps chargé suspendu à un fil isolant, que, en plus de la perte de charge le long du fil, il y en avait une à travers l'air. Il l'expliquait en supposant que les molécules d'air arrivant au contact du corps chargé en recevaient une charge de même signe, étaient ensuite repoussées et l'emportaient avec elles. Nous

(¹) COULOMB, *Mémoires de l'Académie des Sciences*, 1785, p. 612.

verrons que cette explication ne saurait être soutenue. Matteucci (1), expérimentant en 1850 sur le même sujet, arriva également à cette conclusion, que la perte de charge se produit à travers le gaz.

Il fut le premier à montrer que la vitesse avec laquelle elle avait lieu était moindre à basse qu'à haute pression. Il trouva qu'elle était la même dans l'air, l'acide carbonique et l'hydrogène.

De son côté, Warburg (2) trouva que la vitesse de déperdition dans l'hydrogène était la moitié environ de ce qu'elle était dans l'air et l'acide carbonique, s'accordant avec Matteucci à la trouver identique dans ces deux derniers gaz. Il ne put obtenir de différence entre les valeurs de cette vitesse dans l'air sec et dans l'air humide, et il confirma les observations de Matteucci sur l'influence exercée par la pression. Warburg semblait porté à croire que la déperdition était due à la poussière répandue dans le gaz. Cette opinion fut fortifiée par l'expérience suivante de Hittorf (3). Ce dernier plaça les feuilles d'or d'un électroscope soigneusement isolé dans un récipient en verre rempli de gaz filtré et put observer qu'elles conservaient leur charge plusieurs jours. Nous savons maintenant, à la suite d'expériences récentes, qu'on doit attribuer aux petites dimensions du récipient renfermant le corps chargé, bien plus qu'à l'absence de poussières, la faible valeur observée pour la déperdition.

De longues recherches furent entreprises sur ce même sujet par Nahrwold (4) et Narr (5); ils montrèrent que la vitesse de déperdition dans le cas d'une sphère creuse chargée n'augmentait pas quand on élevait sa température en la remplissant d'eau chaude.

Boys (6) fit une expérience qui mit très clairement en évidence que, quelle que fût la cause de cette déperdition, elle ne pouvait être entièrement attribuée à un défaut d'isolement des supports. Il suspendit les feuilles d'or d'un électroscope, d'abord à un fil de quartz gros et court, puis à un autre fil de quartz long et fin. Il trouva que la vitesse de déperdition était la même dans les deux cas. Or, si la déperdition n'avait eu lieu que par les supports, elle eût été beaucoup plus considérable dans le premier cas que dans le second.

(1) MATTEUCCI, *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXVIII, 1850, p. 390.

(2) WARBURG, *Pogg. Ann.*, t. CXLV, 1872, p. 578.

(3) HITTORF, *Wied. Ann.*, t. VII, 1879, p. 595.

(4) NAHRWOLD, *Wied. Ann.*, t. V, 1878, p. 460; t. XXXI, 1887, p. 448.

(5) NARR, *Wied. Ann.*, t. V, 1878, p. 145; t. VIII, 1879, p. 266; t. XI, 1880, p. 155; t. XVI, 1882, p. 558; t. XXII, 1884, p. 550; t. XLIV, 1892, p. 133.

(6) BOYS, *Phil. Mag.*, t. XXVIII, 1889, p. 14.

Boys confirma également l'observation de Warburg, que la vitesse de déperdition est la même dans l'air sec et dans l'air humide.

3. Ce phénomène de la conductibilité électrique de l'air a évidemment une importance capitale dans les questions de Météorologie et d'Électricité atmosphérique. Dans ce dernier ordre d'idées, des expériences furent faites par Linss (1) sur la déperdition à l'air libre. Il trouva dans ces conditions une perte appréciable de charge, et des expériences précises montrèrent qu'on ne pouvait l'attribuer aux supports.

Elster et Geitel (2) firent des séries nombreuses de mesures à l'air libre dans des localités différentes et dans des conditions atmosphériques diverses. Ils trouvèrent que la vitesse de décharge varie beaucoup suivant le moment et l'endroit, qu'elle est beaucoup plus faible par temps brumeux ou humide que par temps clair et lumineux, qu'elle est beaucoup plus grande aux hautes altitudes qu'aux basses, et, enfin, que sur le sommet des montagnes l'électricité négative s'échappe beaucoup plus rapidement que l'électricité positive; ce dernier fait est dû sans doute à la charge négative de la surface de la terre; le sommet d'une montagne, étant analogue à une pointe sur un conducteur, constitue en effet une région où le champ électrique terrestre est beaucoup plus intense qu'en plaine. Ces mêmes auteurs trouvèrent encore que la vitesse de déperdition était la même pour des charges plus ou moins fortes. Ces divers points sont mis en évidence dans les Tables I et II. La Table I donne les résultats des expériences faites à Wolfenbüttel à différentes époques, la Table II contient les observations faites en des lieux différents.

TABLE I.

Conditions météorologiques.	Vitesse de déperdition pour une charge	
	+	-
Humidité vent S.-E.	2,77	2,64
Temps clair, air transparent.....	8,58	9,82
Pluie fine, brouillard.....	3,18	3,02
Ciel à moitié couvert, air très transparent..	13,67	13,83

(1) LINSS, *Meteorol. Zeitsch.*, t. IV, 1887, p. 352; *Electrotechn. Zeitsch.*, 1890, p. 506.

(2) ELSTER et GEITEL, *Ann. d. Phys.*, t. II, 1900, p. 425.

TABLE II.

Lieu et altitude.	Conditions météorologiques.	Vitesse de déperdition pour une charge	
		+	-
Brocken..... 1140 ^m	Temps ensoleillé, embué	6,67	10,28
Weissbad..... 800	ensoleillé, clair	9,66	9,52
Säntisgipfel..... 2500	ensoleillé, très clair	8,95	35,04
Gornergrat..... 3140	ensoleillé, très clair	3,28	31,26
Vallée de Zermatt. 1620	ensoleillé	21,02	20,78
Wolfenbüttel..... 80	pas de nuages, clair	8,45	9,20

Ebert (1) fit une série d'ascensions en ballon et observa la vitesse de déperdition à différentes altitudes jusqu'à 4000^m. Il trouva qu'elle croissait avec l'altitude, et que l'excès de la déperdition négative sur la positive passait par un maximum entre 2000^m et 3000^m. A de plus hautes altitudes, il n'y avait plus que de petites différences entre les deux.

4. Plusieurs séries d'expériences sur la vitesse de déperdition dans le cas d'un corps électrisé placé dans un vase clos rempli d'air furent faites presque simultanément par Geitel (2) et C.-T.-R. Wilson (3). L'appareil dont se servit C.-T.-R. Wilson est représenté par la figure 1.

Puisque la quantité d'électricité qui s'échappe d'un corps électrisé est petite, la capacité de l'instrument qui sert à la mesurer doit être également faible; aussi vaut-il mieux employer un électroscope à feuilles d'or qu'un électromètre à quadrants.

Pour éviter la perte par le support des feuilles d'or, qui viendrait fausser les expériences, la pièce de laiton qui les porte est soutenue par une tige A dont elle est isolée par un morceau de soufre B; un bouchon en soufre isole de même A du récipient renfermant le gaz étudié. La tige A est reliée à un condensateur C formé par des plaques métalliques parallèles, noyées dans un bloc de soufre. La pièce de laiton et les feuilles d'or qu'elle supporte sont chargées initialement au même potentiel que la tige A, grâce à un contact mobile; par suite,

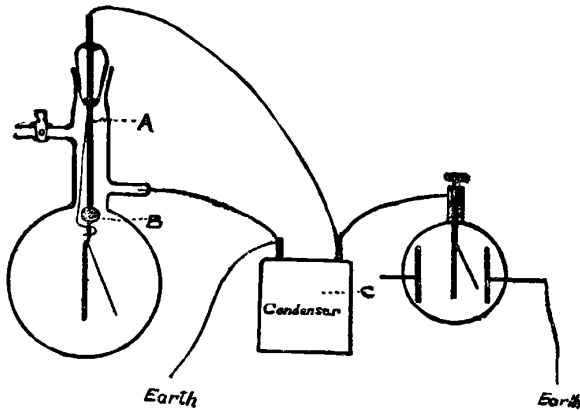
(1) EBERT, *Annalen der Physik*, t. V, 1901, p. 718.

(2) GEITEL, *Physikalische Zeitschrift*, t. II, 1900, p. 116.

(3) C.-T.-R., WILSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1900, p. 32; *Proc. Roy. Soc.*, t. LXVIII, 1901, p. 151.

la tige, étant reliée à un condensateur de grande capacité, conservera un potentiel presque constant; s'il y a une déperdition par le soufre, elle tendra à conserver aux feuilles d'or leur charge et non à la diminuer. On relève la position des feuilles au moyen d'un microscope muni d'une échelle micrométrique. La pièce de laiton et la feuille d'or jouent le rôle de corps électrisé, et la vitesse avec

Fig. 1.



laquelle l'image de la feuille se déplace sur l'échelle micrométrique mesure la vitesse de déperdition à travers le gaz. Voici les résultats qu'obtinrent simultanément Geitel et Wilson.

La vitesse de déperdition est beaucoup plus faible dans un vase clos que dans un vase ouvert, et, toutes choses égales par ailleurs, elle croît avec les dimensions du vase. Cette vitesse de déperdition n'augmente pas proportionnellement à la différence de potentiel entre les feuilles d'or et les parois du vase, elle atteint bientôt une limite au delà de laquelle elle n'augmente plus quel que soit l'accroissement de la différence de potentiel (pourvu, bien entendu, que cet accroissement ne soit pas suffisant pour donner lieu au passage d'une étincelle).

En supposant le maximum de déperdition proportionnel au volume du récipient, les expériences de Wilson, qui furent faites avec des vases de volume inférieur à 1^l , montrent que dans l'air privé de poussières, et à la pression atmosphérique, la quantité maxima d'électricité qui peut s'échapper par seconde d'un corps électrisé placé dans un espace clos dont le volume est V^{cm^3} , a pour valeur environ 10^{-8} V unité électrostatique.

Rutherford et Allen ⁽¹⁾, à Montréal, obtinrent des résultats en parfaite concordance avec ceux que nous venons d'énoncer. A la suite de séries d'expériences faites à des pressions variant de 43^{mm} à 743^{mm} de mercure, Wilson aboutit à cette conclusion que la vitesse maxima de déperdition était approximativement proportionnelle à la pression. (C'est ainsi qu'à de basses pressions elle est excessivement faible.) Ce résultat est mis en évidence d'une manière frappante par cette observation de Crookes ⁽²⁾, qu'une paire de feuilles d'or peut conserver une charge électrique pendant des mois dans un vide très parfait. Ajoutons que de récentes expériences ont montré que la vitesse maxima de déperdition n'est proportionnelle au volume et à la pression que dans des vases de faible volume. Dans ceux de grandes dimensions, la vitesse de déperdition par unité de volume est beaucoup plus petite. Elle dépend également de la nature des parois du vase.

Cette vitesse de déperdition est à peu près la même dans l'obscurité qu'en pleine lumière; elle n'est donc pas due à cette dernière. Des expériences de Rutherford ⁽³⁾, et Cooke ⁽⁴⁾, Mc Clennan et Burton ⁽⁵⁾ rendent d'ailleurs improbable l'hypothèse que cette déperdition puisse être causée entièrement par quelque radiation invisible provenant de l'extérieur. Ces savants montrèrent, en effet, que si la déperdition à l'intérieur d'un vase fermé peut être réduite de 30 pour 100 lorsqu'on entoure le récipient d'une feuille épaisse de plomb, cette diminution atteint une limite lorsque la feuille a environ 5^{cm} d'épaisseur, après quoi toute augmentation d'épaisseur des parois ne provoque aucune diminution de la vitesse de chute des feuilles. C'est ainsi d'ailleurs que la vitesse de déperdition dans un vase fermé est la même que le vase soit à l'intérieur d'un tunnel ou au dehors. Or, dans le premier cas, toute radiation provenant de l'extérieur devrait traverser plusieurs mètres de roches pour atteindre le gaz. Wilson ⁽⁶⁾ a recherché récemment quelles étaient les vitesses maxima de déperdition dans différents gaz, et il a obtenu les résultats suivants :

(1) RUTHERFORD et ALLEN, *Physikalische Zeitsch.*, t. III, 1902, p. 225.

(2) CROOKES, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXVIII, 1879, p. 347.

(3) RUTHERFORD et COOKE, *Phys. Rev.*, t. XVI, 1903, p. 183.

(4) COOKE, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VI, 1903, p. 403.

(5) MAC CLENNAN et BURTON, *Phys. Rev.*, t. XVI, 1903, p. 184.

(6) WILSON, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIX, 1901, p. 277.

Gaz.	Vitesse relative de déperdition.	Rapport de la vitesse relative de déperdition au poids spécifique.
Air.....	1,00	1,00
H ²	0,184	2,7
CO ²	1,69	1,10
SO ²	2,64	1,21
CHCl ³	4,7	1,09
Ni(CO) ⁴	5,1	0,867 (1)

5. Geitel (*loc. cit.*) fit cette très intéressante observation que la vitesse de déperdition dans un vase fermé qu'on vient de remplir d'air frais augmente durant quelques jours, puis atteint une valeur constante qu'elle conserve pendant un temps indéfini. L'explication qui se présente tout d'abord consiste à attribuer ce résultat au dépôt des poussières, Elster et Geitel (*loc. cit.*) ayant montré que la présence de poussières, de vapeur ou d'humidité diminue la vitesse de déperdition.

Cette explication devient cependant difficile à soutenir à la suite d'expériences plus récentes de ces mêmes physiciens, au cours desquelles ils constatèrent que le temps nécessaire au gaz pour atteindre son maximum de conductibilité n'était pas diminué d'une manière appréciable quand on le débarrassait de ses poussières par filtration ou par barbotage dans l'eau ou bien quand on le desséchait.

D'où l'on peut conclure que, si l'accroissement de la vitesse de déperdition est dû au dépôt de quelque matière étrangère, ce doit être quelque chose qu'on ne peut enlever par barbotage dans l'eau ou filtration à travers de la laine de verre.

6. Un fait très intéressant, découvert par Elster et Geitel (2), nous montre un autre aspect de ce phénomène. C'est ainsi que dans les grottes et les caves où l'air, plus ou moins stagnant, ne se renouvelle que lentement, la vitesse de déperdition est beaucoup plus grande qu'à l'air libre.

Dans quelques expériences qu'ils firent dans une grotte, la Baumannshöhle, dans les montagnes du Harz, ils trouvèrent qu'à l'intérieur de la grotte la vitesse de déperdition était environ 7 fois plus élevée qu'à l'air libre, même par temps clair et sec. Ils trouvèrent également que dans une cave, dont les ouvertures étaient restées fermées pendant

(1) JAFFE, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VIII, 1904, p. 556.

(2) ELSTER et GEITEL, *Physikalische Zeitschrift*, t. II, 1901, p. 560.

8 jours, cette même vitesse de déperdition était considérablement plus grande qu'au dehors.

Ces expériences conduisent à admettre l'existence de quelque chose, ayant pour effet de donner à un gaz une conductibilité notablement supérieure à la normale et diffusant si lentement à travers les murs, qu'il lui faudrait un temps considérable pour se répandre dans un gaz nouvellement introduit dans l'enceinte.

On trouvera dans un des Chapitres suivants une explication de ces phénomènes.

Les expériences que nous avons décrites montrent que la vitesse de déperdition de l'électricité à travers un gaz à l'état normal subit l'influence d'un grand nombre de facteurs, parmi lesquels la pression, le volume de ce dernier qui est soumis au champ électrique et la quantité de poussière ou d'humidité qu'il tient en suspension.

L'étude de phénomènes identiques, mais bien plus manifestes dans le cas des gaz dont la conductibilité a été accrue par des moyens artificiels, nous conduira d'ailleurs à un point de vue donnant immédiatement l'explication de tous ces effets.

Nous pouvons cependant admettre dès maintenant que l'accroissement de la vitesse de déperdition avec les dimensions du vase renfermant le corps électrisé montre que la conductibilité n'est pas due, comme le pensait Coulomb, à des particules de gaz primitivement neutres venant frapper le corps électrisé et recevant de lui une charge qu'elles abandonneraient sur les parois.

Dans de telles conditions, la vitesse de déperdition ne saurait évidemment s'accroître avec les dimensions du vase.



CHAPITRE II.

PROPRIÉTÉS D'UN GAZ CONDUCTEUR.

7. La conductibilité électrique d'un gaz à l'état normal est, comme nous l'avons vu, si faible, qu'il faut des expériences délicates et pénibles pour la mettre en évidence. On peut cependant, de différentes manières, mettre un gaz dans un état tel qu'il conduise l'électricité avec une facilité assez grande pour que la mise en évidence et l'étude de cette propriété deviennent relativement aisées. Comme l'étude des propriétés d'un gaz sous cet état est de la plus haute importance par suite de la lumière qu'elle jette sur les phénomènes généraux de la décharge électrique à travers les gaz, il est utile de donner à l'étude de cette question des développements assez étendus.

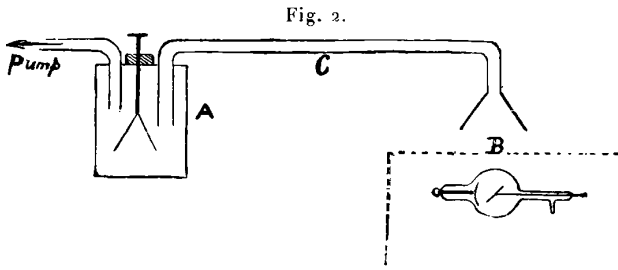
8. Il y a plusieurs moyens de donner à un gaz une conductibilité considérable, ou, comme nous dirons dorénavant, de le rendre conducteur. On peut, par exemple, y arriver en élevant sa température au-dessus d'un certain degré. Les gaz extraits du voisinage des flammes ou des arcs électriques, de métaux ou du carbone incandescents, sont également conducteurs. Il en est de même de ceux qui sont traversés par des rayons de Röntgen, de Lenard ou des rayons cathodiques ou qui proviennent de régions traversées par une décharge électrique ou venant de l'être.

On observe encore le même effet avec les rayons émis par l'uranium, le thorium ou les substances radioactives, polonium, radium, actinium, extraits tout d'abord de la pechblende par Curie, puis par Curie et Bémont, et enfin par Debierne.

Tout récemment, Lenard a montré qu'une sorte de lumière ultraviolette très absorbable rendait également les gaz conducteurs. E. Wiedemann, d'autre part, trouva que l'étincelle électrique donne naissance à des rayons appelés par lui *Entladungstrahlen*, qui produisent les mêmes effets. L'air qui a passé sur du phosphore ou qui a barboté à travers l'eau est dans le même état, et cet état persiste

quelque temps après son passage. Nous aurons, plus loin, à discuter en détail l'action de chacun de ces agents, mais nous commencerons par étudier d'abord quelques-unes des propriétés générales que possède un gaz dans ces conditions, puis les méthodes expérimentales qui permettent d'en étudier les propriétés, et enfin la théorie qui les explique.

9. Un gaz conducteur possède des propriétés caractéristiques. Tout d'abord, il conserve sa conductibilité quelque temps après que l'agent qui l'a rendu conducteur a cessé d'agir; cependant, à partir de ce moment, celle-ci diminue toujours, très rapidement même dans certains cas, pour finalement disparaître. Cette persistance de la conductibilité peut se montrer très simplement avec un électroscope chargé recouvert d'une cage en toile métallique protégeant contre le champ qu'il crée la région soumise aux rayons. Si l'air est en repos, l'électroscope conservera la charge même pendant que les rayons agiront; mais, si nous dirigeons vers lui une partie de l'air traversé par



ces rayons, il commencera à perdre sa charge, montrant ainsi que ce dernier conserve sa conductibilité pendant le temps qu'il met à arriver vers lui. Une forme un peu plus élégante de cette expérience nous permettra de mettre en évidence plusieurs autres propriétés intéressantes des gaz conducteurs. Elle consiste à placer l'électroscope dans un récipient en verre A muni de deux tubes, l'un allant à une trompe à eau, l'extrémité de l'autre, C, se trouvant dans la région traversée par les rayons de Röntgen. Le tube qui produit ceux-ci est enfermé dans une boîte recouverte de plomb et munie d'une ouverture B pour leur donner passage. Ce dispositif protège l'électroscope contre l'action directe des rayons. Si l'on met la trompe en marche lentement de façon à faire passer dans le vase A un courant d'air provenant de la région traversée par les rayons, l'électroscope perdra facilement sa charge, qu'elle soit positive ou négative. Si l'on arrête la trompe,

le courant d'air cessant, la décharge de l'électroscope cessera également.

Le gaz conducteur perd sa conductibilité si on l'aspire à travers un tampon de laine de verre ou si on le fait barboter dans l'eau (1). Ceci peut se mettre facilement en évidence en plaçant dans le tube C un bouchon de laine de verre ou en le prolongeant par un tube en U rempli d'eau et activant l'aspiration de la trompe pour que la vitesse du courant d'air reste la même que précédemment. On trouvera que l'électroscope conserve sa charge, c'est-à-dire que la conductibilité du gaz a disparu.

La conductibilité disparaît beaucoup plus rapidement dans le cas d'un gaz rendu conducteur par les divers rayonnements, de Röntgen, de Lenard, cathodique, etc., que dans celui des gaz rendus conducteurs par des flammes ou des arcs électriques. Ces derniers, comme nous le verrons, exigent un grand nombre de filtrations pour perdre leur conductibilité.

Si nous remplaçons le tube C par un tube métallique de petit diamètre, nous trouverons que le gaz perd également sa conductibilité en le traversant, et cela d'autant mieux que le diamètre du tube est plus faible. La conductibilité électrique d'un gaz peut également lui être enlevée par son passage dans un champ électrique intense qui produit un courant électrique à son travers (2).

Pour mettre ceci en évidence, remplaçons le tube de verre C par un tube métallique de grand diamètre et disposons le long de son axe une tige métallique isolée. S'il n'y a aucune différence de potentiel entre la tige et le tube, l'électroscope en A se décharge quand on aspire au travers de l'appareil; mais si l'on établit une grande différence de potentiel entre la tige et le tube, de façon à provoquer un courant électrique à travers le gaz pendant qu'il s'écoule vers A, la décharge de l'électroscope cesse, montrant que la conductibilité du gaz a été enlevée par le champ électrique.

10. La possibilité d'enlever au gaz sa conductibilité par filtration à travers du coton de verre ou par passage dans l'eau ou dans un tube métallique étroit montre qu'elle est due à quelque chose qui lui est mélangé, ce quelque chose pouvant lui être enlevé par filtration ou diffusion vers les parois du tube; enfin le fait qu'elle peut être

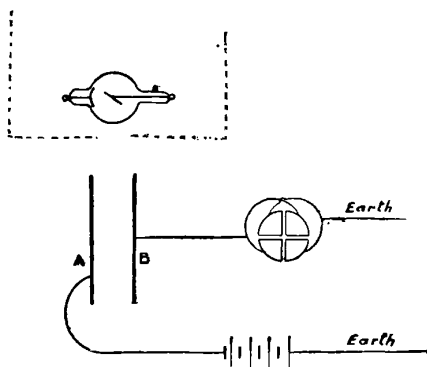
(1) J.-J. THOMSON et E. RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, t. XLII, 1896, p. 392.

(2) *Ibid.*

enlevée par l'action d'un champ électrique montre que ce quelque chose est chargé électriquement et se meut sous l'influence du champ. D'ailleurs, puisque le gaz conducteur ne possède aucune charge totale, les charges enlevées doivent être à la fois positives et négatives. Nous sommes donc conduits à admettre que la conductibilité d'un gaz est due à son mélange avec des particules électrisées, les unes ayant des charges positives, les autres des charges négatives. Nous donnerons à ces particules électrisées le nom d'*ions* et celui d'*ionisation* au processus suivant lequel le gaz devient conducteur. Nous montrerons comment on peut déterminer les masses et les charges des ions, et il apparaîtra alors qu'on ne peut identifier ceux qu'on observe dans un gaz avec ceux qu'on rencontre dans l'électrolyse des solutions.

11. Le passage d'un courant électrique à travers un gaz conducteur ne suit pas la loi d'Ohm, à moins que la force électromotrice agissant sur lui ne soit faible. Nous pouvons rechercher la relation entre la force électromotrice et le courant en employant deux plaques de métal A et B parallèles et plongées dans le gaz; la partie du gaz comprise entre elles est exposée à l'action de quelque agent ionisant comme les rayons de Röntgen ou ceux qui sont émis par une substance radioactive. L'une des plaques A est reliée à l'une des paires de quadrants d'un électromètre dont l'autre paire est à la terre.

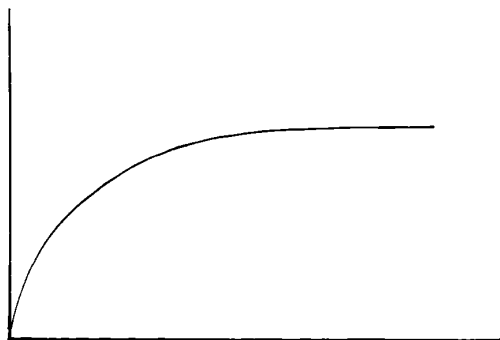
Fig. 3.



La plaque B est connectée à un des pôles d'une batterie d'accumulateurs de plusieurs éléments dont l'autre pôle est également au sol. Au début les deux paires de quadrants de l'électromètre sont reliées ensemble, puis on les sépare. Comme un courant électrique passe à travers l'air compris entre A et B, la plaque B se charge et l'élec-

tromètre dévie. La vitesse avec laquelle la déviation se produit mesure le courant qui passe à travers le gaz. En faisant ainsi une série d'observations, nous pouvons déterminer une courbe telle que ses ordonnées représentent le courant à travers le gaz et ses abscisses la différence

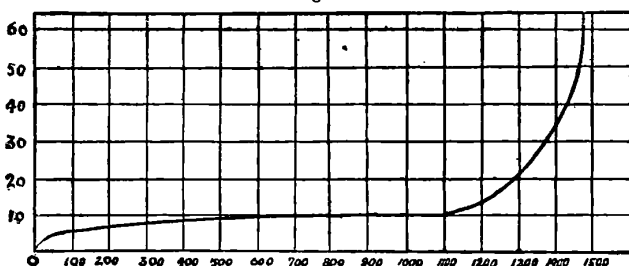
Fig. 4.



de potentiel entre les électrodes. La figure 4 représente une courbe obtenue dans ces conditions (1).

Nous voyons que, tant que la différence de potentiel est faible, la courbe est approximativement une ligne droite; à ce moment la conductibilité suit la loi d'Ohm. Mais bientôt le courant commence à croître plus lentement que la différence de potentiel, et nous atteignons

Fig. 5.



un point à partir duquel il n'augmente plus d'une manière appréciable quand la différence de potentiel s'accroît; on dit que *le courant est saturé*. Quand la différence de potentiel devient suffisante pour que le champ électrique soit capable d'ioniser le gaz, on atteint une nouvelle période pendant laquelle le courant croît rapidement avec

(1) J.-J. THOMSON, *Nature*, 1896, 23 avril.

la différence de potentiel. Von Schweidler (1) et Townsend (2) ont obtenu des courbes mettant ceci en évidence.

L'une d'elles est représentée figure 5. Le gradient de potentiel nécessaire pour atteindre cette dernière période dépend de la pression du gaz et lui est proportionnel. Pour l'air à la pression atmosphérique, il correspond à environ 30 000 volts par centimètre. Dans l'air à la pression de 1^{mm}, un gradient de potentiel de 40 volts par centimètre serait donc suffisant pour l'atteindre.

12. Le courant de saturation entre deux plaques parallèles de surface donnée dépend de la valeur de l'ionisation entre elles. Si le volume entier de gaz qu'elles comprennent est ionisé, plus grande sera leur distance, plus intense sera le courant. Ainsi la façon dont se comporte un gaz conducteur est tout à fait différente de la manière d'être d'un conducteur métallique ou d'un liquide électrolytique; si l'on substitue en effet au gaz de tels conducteurs, plus grande sera la distance entre les plaques, plus faible sera le courant. Cependant, pour de très faibles différences de potentiel les trois classes de conducteurs se comportent de la même manière.

13. Les particularités que présente la conductibilité des gaz s'expliquent très aisément dans l'hypothèse qu'elle est due aux ions qui leur sont mélangés. Prenons par exemple le cas de la saturation. Supposons que dans le gaz qui se trouve entre les plaques l'agent ionisant produise en une seconde q ions positifs et q ions négatifs. Soit e la charge électrique d'un ion. Si un courant électrique i passe entre les plaques, $\frac{i}{e}$ ions positifs sont entraînés par seconde contre la plaque négative et le même nombre d'ions négatifs contre l'électrode positive. Ainsi par seconde $\frac{i}{e}$ ions positifs et négatifs sont extraits du gaz par le courant. Quand le gaz est arrivé à l'état permanent, le nombre d'ions extraits pendant un temps donné ne peut être supérieur au nombre de ceux qui sont produits dans le même temps. Donc $\frac{i}{e}$ ne peut être supérieur à q et i plus grand que qe ; qe est donc la valeur du courant de saturation. Si les ions sont produits uniformément dans le gaz, si q_0 représente le nombre d'ions produits par seconde et par unité de volume et V le volume du gaz compris entre les plaques (fig. 3), le nombre d'ions produits par seconde dans le gaz

(1) VON SCHWEIDLER, *Wien. Bericht.*, t. CVIII, 1899, p. 273.

(2) J.-S. TOWNSEND, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. I, 1901, p. 198.

est $q_0 V$; le courant de saturation est donc égal à $q_0 e V$. Or, V est égal au produit de la surface de l'une des plaques par leur distance, le courant de saturation sera donc de ce fait proportionnel à cette distance. Cette relation entre le courant de saturation et la distance entre les plaques a été vérifiée par des mesures de courant de saturation à travers des gaz exposés aux rayons de Röntgen (1).

14. Même quand il n'y a aucun courant électrique à travers le gaz et qui en enlève tout ou partie des ions, leur nombre ne croît pas indéfiniment avec la durée d'exposition à l'agent ionisant. Le nombre d'ions dans le gaz et par suite sa conductibilité atteignent après un certain temps une valeur limite au delà de laquelle ils ne croîtront plus, quelque temps qu'on laisse agir l'agent ionisant. Ceci est dû aux recombinaisons qui se produisent entre ions positifs et négatifs. En se mouvant dans le gaz ceux-ci entrent quelquefois en collision les uns contre les autres, et un certain nombre restent réunis après leur rencontre, formant ainsi un système électriquement neutre, les constituants du système ayant cessé d'être des ions libres. Les collisions font ainsi disparaître les ions, et un gaz qui ne transporte pas un courant électrique atteindra un état permanent quand le nombre de ceux qui disparaissent par seconde du fait des collisions sera égal au nombre de ceux qui sont produits dans le même temps par l'agent ionisant. Partant de ce principe, il est aisé de trouver la relation entre le nombre d'ions libres quand le gaz est arrivé à un état stable, l'intensité de l'agent ionisant, la vitesse avec laquelle le nombre des ions s'accroît à partir du moment où le gaz a été exposé à son action et la vitesse avec laquelle ils disparaissent quand lui-même cesse d'agir.

Soient q le nombre d'ions positifs ou négatifs produits par seconde dans 1 cm^3 de gaz par l'agent ionisant, n_1 , n_2 les nombres d'ions libres positifs ou négatifs par centimètre cube. Le nombre de collisions par seconde entre ions positifs et négatifs est proportionnel à $n_1 n_2$. Si un certain nombre de collisions aboutissent à la formation d'un système neutre, le nombre d'ions qui disparaissent par seconde dans 1 cm^3 de gaz sera égal à $\alpha n_1 n_2$, α étant indépendant de n_1 et n_2 . Si t est le temps écoulé depuis le début de l'action de l'agent ionisant, nous avons

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{dn_1}{dt} = q - \alpha n_1 n_2, \\ \frac{dn_2}{dt} = q - \alpha n_1 n_2. \end{array} \right.$$

(1) J.-J. THOMSON et RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLII, 1896, p. 392.

Par suite, $n_1 - n_2$ est constant. Si donc le gaz n'était pas chargé au début, n_1 sera toujours égal à n_2 .

Posant $n_1 = n_2 = n$, les équations précédentes deviennent

$$(2) \quad \frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2,$$

dont la solution est, si $k_2 = \frac{q}{\alpha}$ et $n = 0$ lorsque $t = 0$,

$$(3) \quad n = k \frac{e^{2k\alpha t} - 1}{e^{2k\alpha t} + 1}.$$

n_0 , valeur de n lorsque le gaz a atteint l'état permanent, s'obtient en faisant $t = \infty$ dans l'équation (3) et est donné par

$$n_0 = k = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}.$$

L'équation (3) nous montre que le gaz n'arrivera sensiblement à l'état permanent que lorsque $2k\alpha t$ aura une valeur élevée, c'est-à-dire que lorsque t sera grand par rapport à $\frac{1}{2k\alpha}$, ou $\frac{1}{2n_0\alpha}$ ou $\frac{1}{2\sqrt{q\alpha}}$.

Nous pouvons donc prendre $\frac{1}{2\sqrt{q\alpha}}$ comme mesure du temps mis par le gaz pour atteindre un état stable sous l'action de l'agent ionisant. Ce temps variant en raison inverse de \sqrt{q} , nous voyons que, si l'ionisation est faible, il faudra un temps considérable au gaz pour atteindre cet état. Ainsi, à une certaine distance, soit 1^m environ d'un tube ordinaire de Röntgen, il faut une exposition de 1 à 2 minutes pour l'obtenir.

Nous pouvons utiliser l'équation (2) pour déterminer la vitesse avec laquelle le nombre d'ions diminue quand on éloigne l'agent ionisant. Si l'on fait $q = 0$ dans cette équation, il vient

$$(4) \quad \frac{dn}{dt} = -\alpha n^2,$$

ou

$$(5) \quad n = \frac{n_0}{1 + n_0\alpha t},$$

où n_0 est la valeur de n pour $t = 0$. Le nombre d'ions diminue ainsi de moitié dans le temps $\frac{1}{n_0\alpha}$. Nous pouvons considérer l'équation (4) comme exprimant qu'un ion demeure libre pendant un temps égal en moyenne à $\frac{1}{\alpha n}$.

15. L'équation (4) a été vérifiée par Rutherford dans le cas des

gaz exposés aux rayons de Röntgen ⁽¹⁾ et aux rayons de l'uranium ⁽²⁾; par Mac Clung ⁽³⁾ pour les gaz exposés aux rayons de Röntgen et par Mac Clelland ⁽⁴⁾ pour ceux extraits du voisinage des flammes et des arcs. Deux méthodes ont été employées dans ce but.

Dans l'une, l'air est exposé aux rayons à l'une des extrémités d'un long tube à travers lequel on produit une aspiration lente. On mesure le courant de saturation en différents points du tube. Le courant est proportionnel à la valeur de n en cet endroit; connaissant la vitesse de l'air et la distance du point observé à l'extrémité du tube, nous connaissons le temps écoulé depuis l'instant où le gaz a été ionisé. Nous pouvons ainsi trouver les valeurs de n correspondant à une série de valeurs de t . Rutherford trouva que les valeurs ainsi déterminées concordaient avec celles données par l'équation (5). Cette méthode est seulement applicable lorsqu'on dispose d'une grande quantité de gaz.

Une autre méthode, due à Rutherford, peut être employée même dans le cas où l'on n'a à sa disposition qu'une petite quantité de gaz. Ce dernier, enfermé dans un vase, est exposé à l'action d'un agent ionisant tel que les rayons de Röntgen. A l'intérieur du vase sont disposées deux plaques métalliques A et B entre lesquelles on mesure l'ionisation. (Dans quelques expériences de Rutherford une des plaques était remplacée par les parois du vase rendues conductrices par un revêtement intérieur en toile métallique, l'autre par une tige isolée disposée au milieu du vase.) L'une des plaques A peut être reliée à un électromètre, l'autre B à un pôle d'une forte batterie dont le second est au sol. Un pendule interrupteur est disposé de telle sorte que sa masse en oscillant vient frapper des leviers et établit ou rompt ainsi diverses connexions. Pendant que le vase est soumis à l'action des rayons, A et B sont reliées entre elles et à la terre; puis on sépare A à la fois de la terre et de l'électromètre, on la laisse isolée, et on interrompt la communication entre B et le sol. On laisse alors aller le pendule. En tombant, il interrompt tout d'abord le courant dans le primaire de la bobine qui produit les rayons. On arrête ainsi l'ionisation; puis après un intervalle de temps t qu'on peut aisément faire varier, il frappe un autre levier qui met B en communication

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIV, 1897, p. 422.

(2) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVII, 1899, p. 109.

(3) MAC CLUNG, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. III, 1902, p. 283.

(4) MAC CLELLAND, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVI, 1898, p. 29.

avec le pôle à haut potentiel de la batterie, créant ainsi un champ électrique intense entre les plaques A et B. Ce champ, si B est positif, entraîne vers A en une très petite fraction de seconde tous les ions positifs existants entre A et B; A reçoit ainsi une charge positive proportionnelle à n . Le pendule dans son mouvement sépare B de la batterie et le met à la terre. La plaque A est alors reliée à l'électromètre dont l'aiguille dévie proportionnellement à la charge, c'est-à-dire à n . En réglant l'appareil de manière à faire varier le temps qui s'écoule entre l'instant où l'on arrête l'émission des rayons et la mise de B en relation avec la batterie, on peut déterminer une série de valeurs correspondantes de n et de t . Rutherford trouva des nombres en concordance avec l'équation (5). La Table suivante montre la vitesse avec laquelle l'ionisation disparaît dans un cas particulier. Cette vitesse dépend naturellement de l'intensité de l'ionisation; mais ses valeurs peuvent donner une idée de l'ordre de grandeur de la vitesse de décroissance dans le cas de l'air ionisé par des rayons de Röntgen intenses.

Temps en secondes écoulé depuis l'arrêt des rayons.	Déviation de l'électromètre.
0,004	184
0,08	183
0,45	106
2	37
4	19

Ainsi, après 4 secondes, il y a encore dans le gaz un reste appréciable d'ionisation. Cette persistance est encore plus marquée dans l'exemple suivant où la radiation était beaucoup plus faible. L'électromètre n'avait pas la même sensibilité dans les deux séries.

Temps.	Déviation.
0,004	174
0,45	139
2	107
4	54
8	30
16	16

Dans ce cas, après 16 secondes, le gaz conserve encore 10 pour 100 de son ionisation primitive. Rutherford mesura la vitesse de décroissance dans des gaz variés exposés à des rayons de Röntgen, autant que possible, de même intensité. Les résultats qu'il obtint sont donnés dans la Table suivante : première colonne, gaz; deuxième

colonne, T, temps mis par l'ionisation pour tomber à la moitié de sa valeur initiale. Nous avons vu que $T = \frac{1}{n_0 \alpha} = \frac{1}{\sqrt{q} \alpha}$; troisième colonne, valeurs relatives de q; et, quatrième colonne, valeurs relatives de α calculées d'après les valeurs de T et de q.

Gaz.	T.	q.	α .
Hydrogène	0,65	0,5	4,8
Air	0,3	1	11
Acide chlorhydrique . .	0,35	11	0,75
Acide carbonique	0,51	1,2	3,3
Acide sulfureux	0,45	4	1,25
Chlore	0,18	18	2

16. Rutherford montra que la valeur de T diminuait beaucoup quand il y avait de la poussière dans le gaz. La poussière était sans influence cependant sur le courant de saturation.

Ainsi, par exemple, quand on remplissait pour la première fois de chlore le récipient servant aux essais, la valeur de T était de 0,19 seconde; après 1 heure T s'élevait à 0,3 seconde, quoiqu'il n'y eût aucun changement dans le courant de saturation. De même, avec de l'air y ayant séjourné toute une nuit, la valeur de T fut trouvée égale à environ 1 seconde, et, après introduction d'une petite quantité d'air chargé de poussières, T tomba à 0,15 seconde, puis s'éleva à 0,5 seconde en 10 minutes. Mais il fallut plusieurs heures pour que T atteignît sa valeur primitive. Bien plus, on trouva que T s'accroissait encore après filtration du gaz à travers du coton de verre. L'effet de la poussière s'explique aisément. Les particules de poussière étant, selon toute probabilité, grosses par rapport aux ions, si un ion positif en frappe une, elle s'attache à lui et ils forment un système plus gros ayant beaucoup plus de chances d'être frappé par un ion négatif et neutralisé par lui que si l'ion positif était resté libre. Ainsi, la poussière facilitera la recombinaison des ions. La présence de poussières dans les expériences de Rutherford explique probablement les discordances qui existent entre ses nombres et ceux de Townsend. Ce dernier se servit de gaz privés de poussières et détermina α par la première des méthodes décrites, en prenant la précaution d'aspirer les gaz ionisés à travers des tubes d'assez grand diamètre pour pouvoir négliger la perte d'ions due à la diffusion vers les parois devant celle provenant de la recombinaison.

Townsend trouva que pour l'air, l'hydrogène, l'acide carbonique et l'oxygène, α avait les valeurs 3420 e, 3380 e, 3500 e et 3020 e

e représentant la charge d'un ion en unités électrostatiques. Nous montrerons que e est environ égal à $3,5 \cdot 10^{-10}$. La valeur de α pour l'air, l'oxygène, l'acide carbonique est donc environ $1,2 \times 10^{-8}$, alors que dans le cas de l'hydrogène elle est environ de 15 pour 100 plus faible. Dans les expériences de Rutherford, la valeur de α pour l'air était égale à environ trois fois celle pour l'acide carbonique, mais il est probable que dans ce cas les gaz n'étaient pas exempts de poussières.

17. *Variation de α avec la pression du gaz.* — Des expériences préliminaires faites il y a quelque temps par le Dr Nabl, du Cavendish Laboratory, montrèrent que pour des pressions allant jusqu'à 0^{atm} , 25, la valeur de α est indépendante de la pression. Des déterminations précises des valeurs de α dans l'air ont été faites par Mac Clung (1) et Langevin pour une échelle notable de pressions.

La méthode employée par Mac Clung était la suivante. Le gaz ionisé était enfermé dans un cylindre divisé par des diaphragmes constitués par des feuilles minces d'aluminium; les diaphragmes pairs, par exemple, étaient reliés métalliquement entre eux, et il en était de même des diaphragmes impairs. On établissait entre les deux séries de diaphragmes une différence de potentiel élevée telle que le champ électrique entre elles fût largement suffisant pour produire la saturation. Le gaz était ionisé par des rayons de Röntgen dirigés le long de l'axe du tube et traversant les diaphragmes. Pendant la durée d'exposition aux rayons, on maintenait ceux-ci au même potentiel. On arrêtait ensuite les rayons et l'on établissait le champ électrique à des intervalles de temps variables à partir de l'arrêt des rayons. Le champ attirait tous les ions présents dans le gaz à cet instant; les positifs vers une série de diaphragmes, les négatifs vers l'autre. On mesurait la charge qu'ils prenaient et l'on déterminait ainsi une série de valeurs de n correspondant à diverses valeurs de t , intervalle de temps écoulé depuis l'arrêt des rayons, et qu'on déterminait.

Les valeurs ainsi obtenues furent trouvées en accord avec celles données par la courbe théorique représentée par l'équation

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \alpha t}$$

Cette équation fut vérifiée pour des pressions variant de 0^{atm} , 25

(1) MAC CLUNG, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. III, 1902, p. 283.

à 3^{atm}. La valeur absolue de α n'était pas tirée de cette équation, mais déterminée de la façon suivante. On mesurait le courant de saturation pendant l'action des rayons. On pouvait obtenir ainsi Q, nombre d'ions qu'ils produisaient par seconde. Ensuite, on déterminait le nombre N des ions présents dans le gaz en laissant s'établir un état permanent sous l'influence de la radiation et en l'absence de champ électrique; puis on supprimait les rayons et l'on appliquait immédiatement un champ intense. Ce dernier attirait tous les ions d'un même signe vers l'une des électrodes. On pouvait déterminer n en mesurant la charge qu'elle recevait. Puisque $q = \alpha n^2$, q désignant le nombre d'ions produits par centimètre cube et par seconde par les rayons, et n le nombre d'ions libres par centimètre cube, nous avons, si l est la distance entre les plaques et A la surface de l'une d'elles,

$$Q = lAq, \quad N = lAn;$$

par suite $\alpha = lA \frac{Q}{N^2}$. Mac Clung, par cette méthode, trouva que α était indépendant de la pression entre 0^{atm},25 et 3^{atm}. Langevin, par des méthodes différentes qui seront décrites plus loin (voir p. 63), trouva une légère variation de α entre 1^{atm} et 3^{atm}, et les valeurs qu'il obtint concordent très exactement avec celles de Mac Clung. Pour des pressions inférieures à 1^{atm}, il trouva des valeurs considérablement plus faibles. Les valeurs relatives de α sont données dans le Tableau suivant :

Pression en atmosphères.	α .
$\frac{1}{5}$	0,05
$\frac{1}{2}$	0,12
1	0,27
2	0,30
3	0,26
5	0,18

Dans les expériences de Mac Clung, les rayons traversaient des feuilles d'aluminium. Nous verrons que, lorsque ces rayons traversent un métal ou le frappent, ce dernier émet une radiation secondaire intense au voisinage de sa surface. Il est facile de voir que ce phénomène a pour effet de donner avec la méthode de Mac Clung des valeurs trop fortes pour α . Supposons que nous ayons une couche mince où l'ionisation soit intense; soient l_1 son épaisseur, q_1 la valeur de l'ionisation, n_1 le nombre d'ions libres, l_2 l'épaisseur de la couche restante, q_2 la valeur de l'ionisation dans cette couche et n_2 le

nombre d'ions libres qui s'y trouvent. Par suite,

$$\begin{aligned} Q &= A(l_1 q_1 + l_2 q_2), & q_1 &= \alpha n_1^2, \\ N &= A(l_1 n_1 + l_2 n_2), & q_2 &= \alpha n_2^2, \end{aligned}$$

de sorte que

$$\begin{aligned} (l_1 + l_2) \frac{AQ}{N^2} &= \alpha (l_1 + l_2) \frac{(l_1 n_1^2 + l_2 n_2^2)}{(l_1 n_1 + l_2 n_2)^2} \\ &= \alpha \left[1 + \frac{l_1 l_2 (n_1 - n_2)^2}{(l_1 n_1 + l_2 n_2)^2} \right]. \end{aligned}$$

Le membre de droite de cette équation est toujours plus grand que α sauf pour $n_1 = n_2$; s'il y a donc quelque inégalité dans l'ionisation, les valeurs de α obtenues à partir de la formule

$$(l_1 + l_2) \frac{AQ}{N^2} = \alpha$$

sont trop fortes. L'erreur croît lorsque la pression diminue, parce que l'ionisation due à la radiation primaire diminue avec elle. Il n'en est pas de même de l'ionisation due aux rayons secondaires; ces derniers sont en effet si facilement absorbables qu'ils ne peuvent aller d'une plaque à l'autre même à basse pression. L'ionisation secondaire aura donc une influence plus grande à basse qu'à haute pression, et l'erreur introduite en employant la formule non corrigée sera plus grande dans le premier cas.

L'aluminium employé par Mac Clung donne, il est vrai, une radiation secondaire plus faible que tout autre métal, mais il est fort possible cependant que cette radiation ait une influence à basse pression. On ne peut guère apprécier cet effet sur les courbes représentant n en fonction du temps écoulé depuis l'arrêt des rayons, car dans la couche mince en contact avec le métal, et où l'ionisation est intense, la vitesse de recombinaison est si grande, que l'effet produit par sa présence est inappréciable au bout d'un intervalle de temps extrêmement court après l'arrêt des rayons. Des ions disparaissent également par diffusion, et, si l'on n'en tient pas compte, les valeurs trouvées pour α seront de ce fait trop fortes.

La correction nécessitée par la diffusion est plus importante à basse qu'à haute pression, elle varie en raison inverse du carré de la distance des diaphragmes.

18. *Effet de la température sur les valeurs de α .* — Les recherches sur ce sujet ont été faites par Mac Clung ⁽¹⁾ avec la méthode employée

(1) MAC CLUNG, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VI, 1903, p. 655.

pour déterminer les variations de α avec la pression. Il vérifia la relation

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \alpha t}$$

pour des températures allant jusqu'à 270° C. Il trouva un accroissement considérable de α avec la température. Les résultats de ses expériences sont donnés dans le Tableau suivant :

Température.	α .
15 ^o	35
90.....	45
135.....	65
180.....	100
270.....	280

Ces résultats montrent que la valeur de α à 270° est égale à huit fois celle à 15°. A la plus haute température la densité du gaz est seulement la moitié de sa densité à 15°. Or, comme nous l'avons vu, il y a pour les faibles densités des discordances entre les résultats de Mac Clung et de Langevin, les valeurs obtenues par ce dernier étant considérablement plus faibles; il est donc à souhaiter que des expériences soient faites dans l'avenir à l'aide de quelque méthode différente pour étudier l'effet de la température sur α . Ceci tout particulièrement parce qu'il y a de grandes difficultés, comme nous le verrons, à concilier les autres propriétés des ions avec une si grande variation de α avec la température.

19. Les valeurs de α obtenues par les méthodes précédentes donnent de bonnes indications sur la façon dont les ions se recombinaient. Nous avons vu que le nombre de recombinaisons par centimètre cube et par seconde dans l'air à la température ordinaire est $10^{-6} n^2$ environ. La théorie cinétique des gaz indique d'autre part qu'à cette température le nombre total de collisions entre les molécules d'un gaz est, par seconde et par centimètre cube dans le cas de l'air, $1.2 \times 10^{-10} n^2$, dans le cas de l'hydrogène $2.4 \times 10^{-10} n^2$ et dans le cas de l'acide carbonique $1.4 \times 10^{-10} n^2$. Ainsi le nombre de collisions aboutissant à des recombinaisons entre ions est égal à environ 10 000 fois le nombre total de collisions entre le même nombre de molécules d'un gaz à l'état normal. Nous verrons que la différence de grosseur entre un ion et une molécule n'est pas assez grande pour expliquer l'énorme différence entre les deux nombres. La différence est due aux charges électriques des ions. L'attraction qui s'exerce

entre ions portant des charges de signes contraires les amène à se rencontrer, alors que non chargés ils ne se seraient pas autant rapprochés l'un de l'autre. C'est à cette cause qu'il faut attribuer le grand nombre de collisions entre ions.

20. *Valeur de α donnée par la théorie cinétique des gaz.* — Si nous supposons qu'à la même température les ions chargés ont même énergie cinétique moyenne que les molécules de tous les gaz, ils se meuvent avec des vitesses considérables.

Soient deux ions, l'un positif, l'autre négatif; ils s'attirent avec une force variant en raison inverse du carré de leur distance.

La théorie des forces centrales nous apprend que, lorsque ces ions sont à une distance r , si leur énergie cinétique est supérieure à $\frac{e^2}{r}$ (e étant la charge de chacun d'eux), ils ne décriront pas l'un autour de l'autre des trajectoires fermées, mais s'éloigneront de plus en plus et ne sauront par suite se recombiner. Si, au contraire, leur énergie cinétique T est inférieure à $\frac{e^2}{r}$, les particules tourneront l'une autour de l'autre et tendront à se recombiner. Ainsi, pour que les ions puissent se recombiner il faut qu'ils se rapprochent à une distance r telle que $T < \frac{e^2}{r}$ ou $r < \frac{e^2}{T}$; s'ils se rapprochent davantage la recombinaison a lieu. Puisque T , énergie cinétique, dépend seulement de la température, la distance limite sera la même pour tous les ions. T représentant l'énergie cinétique des deux ions, nous avons, d'après la théorie cinétique des gaz, si N représente le nombre de molécules par centimètre cube à la pression p ,

$$p = \frac{1}{3} NT, \quad \text{donc} \quad T = \frac{3p}{N} \quad \text{et} \quad \frac{e^2}{T} = \frac{Ne^2}{3p}.$$

Or, sous la pression atmosphérique et à 0° C.,

$$p = 10^6, \quad Ne = 1,22 \times 10^{10}, \quad e = 3,5 \cdot 10^{-10},$$

par suite

$$\frac{Ne^2}{3p} = r = 1,4 \times 10^{-6} \text{ cm.}$$

Donc, pour que deux ions se recombinent, il faut qu'ils s'approchent à une distance de $1,4 \times 10^{-6}$ centimètre. Cette distance est extrêmement petite par rapport à leur distance moyenne dans les cas d'ionisation observés. Voyons combien de temps mettra un ion pour se rapprocher à cette distance d'un autre ion de signe contraire. Soit V la vitesse moyenne de translation de l'ion par rapport

à un autre de signe opposé. Dans le temps t l'ion parcourt un espace Vt et, pour chaque point intérieur au cylindre de volume $\pi p^2 Vt$, la perpendiculaire abaissée de ce point sur la trajectoire de l'ion est plus petite que p . Si toutes les directions de mouvement relatif sont également probables, la longueur moyenne de cette perpendiculaire est $\frac{\pi}{4} r$, r étant la distance de l'ion en mouvement à ce point. Donc si $p = \frac{\pi}{4} \times 1.4 \times 10^{-6}$ et s'il y a n ions positifs et n ions négatifs par unité de volume, l'ion pendant le temps t se trouvera pour $n \pi p^2 Vt$ ions de signe contraire à une distance inférieure à la distance de recombinaison. Ainsi la vie moyenne d'un ion à l'état libre sera $\frac{1}{n \pi p^2 V}$ et le nombre de recombinaisons par unité de volume et par unité de temps sera $\frac{n}{n \pi p^2 V}$, c'est-à-dire $\pi p^2 Vn^2$. Ainsi

$$\alpha = \pi p^2 V,$$

ou, en substituant la valeur de p , $3,9 \times 10^{-12} V$. Si l'ion hydrogène a la même masse que la molécule d'hydrogène, V à $0^\circ C$. est égal à $\sqrt{2} \times 1,8 \times 10^5$ et α par conséquent à $0,97 \times 10^{-6}$. C'est bien là l'ordre de grandeur de α , α ayant, ainsi que nous l'avons vu, la valeur 10^{-6} dans l'air, l'hydrogène et l'acide carbonique. Nous devons nous attendre à ce que la valeur de α tirée de l'équation

$$\alpha = 3,9 \times 10^{-12} V$$

soit trop faible, car, en établissant cette équation, nous avons négligé l'action du gaz environnant sur le mouvement des ions.

Le gaz agit, en effet, comme un milieu résistant et provoque la rencontre d'ions qui auraient échappé aux attractions des autres, si leur mouvement n'avait été retardé par lui. Nous devons nous attendre à ce que les effets du gaz soient plus considérables à haute qu'à basse pression; α doit donc diminuer avec la pression, résultat qui ressort clairement des expériences de Langevin. Puisque la valeur de α , obtenue en supposant la masse de l'ion égale à celle d'une molécule, concorde avec l'ordre de grandeur trouvé, nous devons en conclure que la masse de l'ion n'est pas un grand multiple de la masse d'une molécule.

Nous allons déterminer maintenant combien de fois par unité de temps se produit une combinaison d'une molécule chargée avec une autre à l'état neutre pour donner naissance à un ion complexe formé de deux molécules.

Pour obtenir des résultats numériques, nous ferons l'hypothèse que les 2^{mol} , chargée et non chargée, se comportent comme des sphères de rayon a . Si c , distance des centres des sphères, est un multiple élevé de a , le travail nécessaire pour séparer jusqu'à l'infini la sphère chargée de celle qui ne l'est pas est approximativement égal à $\frac{1}{2} \frac{e^2 a^3}{c^4}$; pour que les particules restent l'une près de l'autre, il faut que cette expression soit plus grande que leur énergie cinétique. Nous avons vu plus haut que l'énergie cinétique des deux molécules $m V^2$, à 0°C , est égale à $\frac{e^2}{r}$, où $r = 1.3 \times 10^{-6}$. Pour qu'il y ait réunion, c doit donc être inférieur à $(\frac{1}{2} a^3 r)^{\frac{1}{4}}$. Si p est la plus petite distance entre les particules, on aurait, dans l'hypothèse où elles se mouvraient en ligne droite sans être déviées par leur attraction mutuelle, $p = c \sin \theta$, θ représentant l'angle formé par c et la direction du mouvement relatif des deux particules. Si toutes les directions de mouvement relatif sont également probables, la valeur moyenne de p est $\frac{\pi}{4}$ (valeur moyenne de c). Ainsi, pour que la réunion ait lieu, p doit être inférieur à $\frac{\pi}{4} (\frac{1}{2} a^3 r)^{\frac{1}{4}}$.

Représentons $\frac{\pi}{4} (\frac{1}{2} a^3 r)^{\frac{1}{4}}$ par p_0 . Si les molécules chargées et non chargées suivent leur chemin sans déviation, le nombre de couples formés d'une particule chargée et d'une qui ne l'est pas, pour lesquels $p < p_0$ et qui se présentent dans le temps dt , est $\pi p^2 V N dt$, N étant le nombre de molécules neutres par unité de volume et V la vitesse relative des particules chargées et non chargées. Si nous faisons $a = 10^{-8}$ centimètre, $p_0 =$ environ $\frac{\pi}{4} \times 2,7 \times 10^{-8}$. La quantité correspondante dans le cas de deux ions chargés de signes contraires est $\frac{\pi}{4} \times 1,4 \times 10^{-6}$. Le facteur πp_0^2 , qu'on rencontre dans l'expression du nombre de combinaisons entre ions chargés et non chargés, a donc une valeur égale à $\frac{1}{2,3} \times 10^3$ fois celle qu'il a dans le cas de deux ions chargés de signes contraires. La faible valeur de ce facteur dans le cas d'un ion et d'une particule neutre est toutefois de beaucoup compensée par la grandeur du nombre des molécules vis-à-vis de celui des ions.

Ainsi, on a une ionisation extrêmement grande quand le nombre des ions est $\frac{1}{10^{12}}$ de celui des molécules; par suite, le facteur N dans le cas d'un ion et d'une molécule neutre sera au moins égal à 10^{12} fois celui relatif à des ions de signes différents; le nombre de combi-

naisons entre molécules chargées et non chargées sera par suite dans le même temps au moins 5×10^8 fois égal au nombre de combinaisons entre ions chargés de signes contraires. Par suite, dès le début de son existence, la molécule chargée entre en combinaison pour former un ion complexe. Elle se comportera donc pendant à peu près toute la durée de son existence comme une charge libre transportée par un ion complexe.

21. *Limite de grandeur d'un ion gazeux.* — Dès que la molécule chargée a accru sa grandeur par attraction d'une autre molécule, le travail nécessaire pour extraire de l'ensemble une molécule neutre additionnelle est plus faible que celui qui est nécessaire pour extraire une molécule neutre d'une simple molécule. Plus l'ion est complexe, plus petit est le travail requis pour en enlever une molécule neutre, et pour un certain degré de complexité il est plus faible que l'énergie cinétique possédée par le système du fait de sa température. Lorsque ce degré de complexité est atteint, l'ion cesse d'attirer des molécules nouvelles.

Le travail nécessaire pour séparer une sphère non chargée de rayon a , d'une sphère chargée de rayon b , les sphères étant infiniment proches du contact, est (voir MAXWELL, *Électricité et Magnétisme*, Vol. I, p. 275)

$$\frac{1}{2} \frac{e^2}{a+b - \left[2\gamma + \psi\left(\frac{b}{a+b}\right) + \psi\left(\frac{a}{a+b}\right) \right]} - \frac{1}{2} \frac{e^2}{b},$$

où

$$\begin{aligned} \gamma &= 0,57712, \\ \psi(x) &= \frac{d}{dx} \log \Gamma(1+x). \end{aligned}$$

Les Tables à l'aide desquelles on peut calculer $\psi(x)$ sont données dans *Calcul différentiel et intégral* de De Morgan, p. 587.

De ces Tables, nous tirons les expressions suivantes du travail w :

$$\begin{aligned} a = b, & \quad w = 0,14 \frac{e^2}{a}, \\ 2a = b, & \quad w = \frac{1}{10} \frac{e^2}{a}, \\ 3a = b, & \quad w = \frac{1}{136} \frac{e^2}{a}. \end{aligned}$$

Le processus d'agrégation s'arrête au moment où w devient

inférieur à l'énergie cinétique du système que nous avons vue à 0° C. être égale à $\frac{e^2}{r}$, où $r = 1.4 \times 10^{-6}$.

Ainsi, si $a = 10^{-8}$, le travail nécessaire pour séparer une molécule d'un ion de rayon $2a$ est plus grand que $\frac{e^2}{r}$; mais, si le rayon de l'ion est $3a$, il lui est inférieur. Dans ce cas, le rayon d'un ion ne peut dépasser trois fois celui d'une molécule.

Si $a = 10^{-7}$, le travail nécessaire pour séparer une molécule d'un ion de rayon $2a$ est inférieur à $\frac{e^2}{r}$; donc, dans ce cas, le rayon d'un ion ne peut dépasser deux fois celui d'une molécule, et nous voyons que plus grosse sera celle-ci, plus petit sera le rapport de la grandeur de l'ion à celle de cette dernière; pour de très grosses molécules, il est probable que l'ion et la molécule sont identiques. Les ions dans les différents gaz ne doivent donc pas différer beaucoup en grandeur des molécules de ces gaz. Puisque l'énergie cinétique est plus grande à haute qu'à basse température, le processus d'agréation des molécules s'arrête plus vite à haute température; les ions sont donc plus simples dans ce cas.

22. La mobilité de l'ion négatif dans un champ électrique est plus grande que celle de l'ion positif. Les recherches mentionnées ci-dessus montrent que, bien que l'ion négatif débute comme corpuscule et possède alors une très grande mobilité, la durée de cette période est si courte, comparée à celle de son existence, que cette grande mobilité que, possède le corpuscule au début ne pourra affecter en rien la mobilité moyenne de l'ion. Si, de plus, telle était la cause de la plus grande mobilité de l'ion négatif, le rapport des mobilités des 2 ions devrait dépendre de l'intensité de l'ionisation. Alors que celle-ci, en effet, est sans influence sur la durée de la période corpusculaire, elle en a une considérable sur la durée de la vie de l'ion; plus faible est en effet sa valeur, plus longue est l'existence de celui-ci. Si donc il fallait attribuer à l'effet que nous considérons la mobilité plus grande de l'ion négatif, le rapport des mobilités des 2 ions devrait être plus petit lorsque l'ionisation est faible que lorsqu'elle est intense. Je n'ai pas connaissance qu'un tel résultat ait été observé.

Cependant, si les ions négatifs se conduisaient comme les métaux exposés à la lumière ultra-violette et perdaient rapidement leur charge négative, cette dernière voyagerait de l'un à l'autre sous forme de corpuscule. La période durant laquelle la charge négative

existerait comme corpuscule serait alors beaucoup plus longue que si elle restait constamment attachée à la même molécule ; cette période de son existence corpusculaire serait proportionnelle au temps durant lequel elle aurait existé à l'état d'ion. Le rapport des mobilités des ions négatifs et positifs serait donc, dans ce cas, indépendant de l'intensité de l'ionisation.

Le fait qu'à très haute température le rapport de la mobilité de l'ion négatif à celle de l'ion positif est beaucoup plus grand qu'à zéro milite en faveur de cette conception. Nous verrons, en effet, que si leur température est élevée, les corps, et particulièrement les corps solides, émettent des corpuscules avec une grande facilité ; si cette propriété appartient aussi bien aux molécules d'un gaz qu'à celles d'un solide, nous pouvons facilement expliquer le grand accroissement avec la température du rapport des mobilités de l'ion négatif et de l'ion positif. Cette vue expliquerait également l'accroissement de ce rapport lorsque la pression diminue, car, si la pression décroît, la durée de la période corpusculaire augmente, puisque le nombre de molécules contre lesquelles peuvent se produire des chocs est diminué. De plus, d'autre part, on n'est pas bien fondé à supposer que, lorsqu'un corpuscule s'est attaché à une molécule, le temps pendant lequel la combinaison subsistera dépende beaucoup, si toutefois il en dépend, de la pression du gaz. Il en serait ainsi si le corpuscule était détaché de l'ion par le bombardement des autres molécules ; mais il ne semble pas qu'il y ait quelque raison de supposer qu'il en soit ainsi, puisque les phénomènes qui accompagnent l'émission des corpuscules par un corps chaud semblent indiquer que la vitesse d'émission dépend seulement de la température.

Nous pourrions confirmer la valeur de cette manière de voir par une expérience du genre suivant. Supposons que nous ayons un vase contenant dans le fond un peu d'acide carbonique, alors que la partie supérieure est remplie d'hydrogène ; ionisons seulement la couche du bas par exemple, et, grâce à un champ électrique, entraînons les ions négatifs de CO^2 dans H ; si les corpuscules changent continuellement de support, dans l'hydrogène, l'ion négatif se comportera comme l'ion hydrogène, alors que, au contraire, s'ils restent toujours liés à la même molécule l'ion négatif se comportera comme un ion acide carbonique. En mesurant la mobilité de l'ion dans l'hydrogène, nous pourrions décider quelle est des deux explications celle qui correspond aux faits.

Diffusion des ions.

23. Outre la perte d'ions résultant de la recombinaison des ions positifs et négatifs, il en est une nouvelle due à leur diffusion vers les parois du vase. Supposons que le gaz ionisé soit renfermé dans un vase métallique; quand les ions viennent en contact avec les parois, leurs charges sont neutralisées par les charges induites sur le métal et ils cessent d'agir comme ions. La couche de gaz en contact avec les parois du vase est donc privée d'ions, alors qu'ils existent en nombre fini à l'intérieur du gaz. Un gradient dans la concentration en ions s'établit ainsi et ils diffusent de l'intérieur vers les parois. Le problème est très analogue à celui de l'absorption de la vapeur d'eau dans un vase dont les parois sont humectées d'acide sulfurique. Nous étudierons d'abord un cas très simple, celui d'un gaz ionisé entre deux plaques métalliques parallèles à angle droit sur l'axe des x . Soit n le nombre d'ions positifs par centimètre cube. Soient q le nombre d'ions produits par seconde par l'agent ionisant dans un centimètre cube de gaz, D le coefficient de diffusion des ions positifs à travers le gaz, m le nombre d'ions négatifs par centimètre cube; nous voyons que, par suite de la diffusion, la vitesse d'accroissement du nombre des ions positifs par centimètre cube est égale à

$$D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2},$$

ce qui montre que les surfaces d'égale densité en ions sont planes et perpendiculaires à l'axe des x . En tenant compte de la recombinaison et de l'ionisation par l'agent extérieur en même temps que de la diffusion, nous avons

$$\frac{\partial n}{\partial t} = q + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \alpha n m,$$

et quand l'état permanent est établi

$$q + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \alpha n m = 0.$$

Considérons le cas particulier où les plaques sont assez rapprochées l'une de l'autre pour que la perte par diffusion surpasse de

beaucoup celle qui est due à la recombinaison; nous avons alors

$$(1) \quad q + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = 0.$$

Si nous prenons le plan médian entre les plaques métalliques pour plan des $x = 0$, et si l est leur distance, les conditions auxquelles l doit satisfaire sont $n = 0$ quand $x = \pm l$; la solution de (1) dans ces conditions est

$$(2) \quad n = \frac{1}{2} \frac{q}{D} (l^2 - x^2).$$

Le nombre total d'ions positifs entre les plaques est

$$\int_{-l}^{+l} n dx,$$

et en tenant compte de (2)

$$\frac{2}{3} \frac{q}{D} l^3.$$

Nous voyons, d'après ce résultat, comment nous pouvons mesurer D . Si nous supprimons les rayons, et établissons un champ électrique intense entre les plaques, nous projetterons tous les ions positifs contre la plaque au potentiel le moins élevé. Elle recevra donc une charge électrique égale à

$$\frac{2}{3} \frac{q}{D} l^3 e,$$

e représentant la charge d'un ion.

Si cette plaque est reliée à un électromètre, nous pourrions mesurer sa charge qui est proportionnelle à la déviation δ_1 , de l'électromètre. Si nous maintenons les rayons, et si le champ électrique est assez intense pour qu'on obtienne le courant de saturation, la charge reçue par la plaque en une seconde est égale à

$$2 q l e.$$

D'où, si δ_2 est la déviation de l'électromètre en une seconde dans ce cas, nous voyons que

$$\delta_1 = \frac{1}{3} \frac{l^2}{D} \delta_2,$$

équation qui nous détermine D .

Nous avons dans cette étude négligé la recombinaison. Il est nécessaire de vérifier que les plaques sont suffisamment rapprochées pour justifier cette manière de faire. On y arrive facilement de la manière suivante.

Dans l'hypothèse où la recombinaison est la seule cause de perte, le nombre total des ions est égal à

$$2l\sqrt{\frac{q}{\alpha}}$$

Dans l'hypothèse où la perte d'ions est due entièrement à la diffusion, ce nombre est connu ; nous venons de voir qu'il est égal à

$$\frac{2}{3} \frac{q}{D} l^3;$$

par conséquent, si

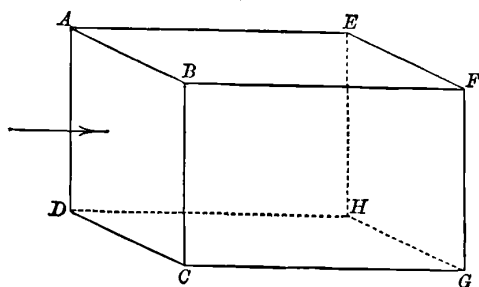
$$\frac{2}{3} \frac{q}{D} l^3$$

est petit comparé à $2l\sqrt{\frac{q}{\alpha}}$, la perte d'ions par diffusion sera grande devant celle par recombinaison, et nous l'aurons négligée à bon droit.

24. Le coefficient de diffusion des ions dans l'air, l'oxygène, l'hydrogène, l'acide carbonique a été déterminé par Townsend par une méthode différente (1). On aspire l'air ionisé à travers des tubes très étroits, et l'on détermine la perte d'ions éprouvée pendant le passage.

La théorie de la méthode est la suivante. Le gaz ionisé circule à travers un tube métallique dont l'axe est pris comme axe des xz . Le

Fig. 6.



gaz se déplace parallèlement à Oz et n'est pas soumis à l'agent ionisant pendant son parcours à travers le tube.

Considérons ce qui se passe dans un élément de volume ABCD EFGH; cet élément perd des ions par diffusion et en reçoit avec le gaz qui y pénètre, celui qui y entre par la face ABCD étant plus riche en ions que celui qui en sort par EFGH. Quand l'état permanent

(1) TOWNSEND, *Phil. Trans.*, A., t. CLXLIII, 1900, p. 129.

est établi, les vitesses d'accroissement et de perte en ions doivent être égales.

Si n est le nombre d'ions par centimètre cube, D le coefficient de diffusion des ions dans le gaz, la vitesse de perte en ions par diffusion est égale à

$$-D \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right).$$

Si v est la vitesse du gaz, la vitesse avec laquelle s'accroît le nombre des ions par ce fait est égale à

$$- \frac{\partial}{\partial z} (vn),$$

ou, puisque v est indépendant de z ,

$$-v \frac{\partial n}{\partial z}.$$

Par suite, en égalant la perte et le gain,

$$(1) \quad D \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \right) = v \frac{\partial n}{\partial z}.$$

Dans les expériences, le terme $D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}$ est très petit devant $v \frac{\partial n}{\partial z}$; $\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z}$ étant de l'ordre de grandeur de $\frac{1}{20}$, v de l'ordre de 100 et D égal à environ 0,03, vn est égal à environ 70000 fois $D \frac{\partial n}{\partial z}$. Négligeant $D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}$ et considérant le cas d'un tube cylindrique de rayon égal à a symétrique autour de l'axe

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r},$$

r étant la distance d'un point à l'axe du tube. Maintenant

$$v = \frac{2V}{a^2} (a^2 - r^2),$$

$V\pi a^2$ étant le volume de gaz passant par seconde dans chaque section du tube. Substituant ces valeurs dans (1) et négligeant $\frac{\partial^2 n}{\partial z^2}$, nous avons

$$(2) \quad \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{2V}{Da^2} (a^2 - r^2) \frac{\partial n}{\partial z} = 0.$$

Les conditions auxquelles doit satisfaire n sont $n = 0$, lorsque $r = a$ pour toutes les valeurs de z , et, si le gaz ionisé pénètre dans le tube par le plan $z = z_0$, n doit avoir la valeur constante n_0 pour toutes les valeurs de r lorsque $z = 0$.

Pour résoudre cette équation posons

$$n = \Phi \varepsilon^{-\frac{\theta_0 \alpha^2 z}{2V}},$$

Φ étant seulement fonction de r et θ une constante que l'on déterminera par la suite.

Substituons cette valeur de n dans (2); nous avons

$$(3) \quad \frac{d^2 \Phi}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Phi}{dr} + \theta (\alpha^2 - r^2) \Phi = 0.$$

Posons

$$\Phi = 1 + B_1 r^2 + B_2 r^4 + B_3 r^6 + \dots;$$

nous obtenons à partir de (3)

$$\begin{aligned} 4 B_1 + \theta \alpha^2 &= 0, \\ 16 B_2 + \theta \alpha^2 B_1 - \theta &= 0, \\ 36 B_3 + \theta \alpha^2 B_2 - \theta B_1 &= 0, \\ \dots \dots \dots \end{aligned}$$

Ainsi, les premiers termes de Φ sont

$$(4) \quad 1 - \frac{\theta \alpha^2}{4} r^2 + \frac{1}{16} \left(\theta + \frac{\theta^2 \alpha^4}{4} \right) r^4.$$

Nous avons à choisir la valeur de θ de telle sorte, que pour $r = a$ on ait $\Phi = 0$. Soient θ_1 et θ_2 ces valeurs, Φ_1 et Φ_2 les valeurs de Φ , lorsqu'on substitue ces valeurs de θ dans l'équation (4); alors nous pouvons écrire

$$(5) \quad n = c_1 \Phi_1 \varepsilon^{-\frac{\theta_1 \alpha^2 z}{2V}} + c_2 \Phi_2 \varepsilon^{-\frac{\theta_2 \alpha^2 z}{2V}} + c_3 \Phi_3 \varepsilon^{-\frac{\theta_3 \alpha^2 z}{2V}} + \dots$$

Pour trouver les valeurs de c_1, c_2, c_3, \dots , nous avons la condition que $n = n_0$ quand $z = 0$, n_0 étant une constante. Donc

$$(6) \quad n_0 = c_1 \Phi_1 + c_2 \Phi_2 + c_3 \Phi_3 + \dots$$

Maintenant, de l'équation différentielle (3) nous pouvons tirer aisément les relations suivantes :

$$(7) \quad \int_0^a \Phi_n \Phi_m (\alpha^2 - r^2) r dr = 0 \quad (\text{si } n \text{ et } m \text{ sont différents}),$$

$$(8) \quad \int_0^a \Phi_n^2 (\alpha^2 - r^2) r dr = a \left(\frac{\partial \Phi_n}{\partial \theta_n} \frac{\partial \Phi_n}{\partial r} \right)^{r=a},$$

$$(9) \quad \int_0^a \Phi_n (\alpha^2 - r^2) r dr = -\frac{a}{\theta_n} \left(\frac{\partial \Phi_n}{\partial r} \right)^{r=a}.$$

Multipliant les deux membres de l'équation (6) par $\Phi_n (\alpha^2 - r^2) r$, et intégrant de $r = 0$ à $r = a$, nous obtenons, en tenant compte des

équations (7), (8) et (9),

$$c_n = - \frac{n_0}{\theta_n \left(\frac{\partial \Phi_n}{\partial \theta_n} \right)_{r=a}},$$

d'où

$$(10) \quad n = -n_0 \left[\frac{\Phi_1}{\theta_1 \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial \theta_1} \right)_{r=a}} \varepsilon^{-\frac{\theta_1 D a^2 z}{2V}} + \frac{\Phi_2}{\theta_2 \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial \theta_2} \right)_{r=a}} \varepsilon^{-\frac{\theta_2 D a^2 z}{2V}} + \dots \right].$$

Le nombre d'ions qui passent à travers la section $z = 0$ est $n_0 \pi a^2 V$; le nombre de ceux qui passent à travers une section du tube située à une distance z de l'origine est égal à

$$\int_0^a n \frac{2V}{a^2} (a^2 - r^2) r dr,$$

expression qui, d'après les équations (7), (9) et (10), est égale à

$$\frac{4 \pi V n_0}{a} \left[\frac{1}{\theta_1^2} \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right)_{r=a} \varepsilon^{-\frac{\theta_1 D a^2 z}{2V}} + \frac{1}{\theta_2^2} \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \right)_{r=a} \varepsilon^{-\frac{\theta_2 D a^2 z}{2V}} + \dots \right].$$

Les deux plus petites racines de l'équation $\Phi = 0$ ont été trouvées par Townsend égales à

$$\theta_1 a^4 = 7,313$$

et

$$\theta_2 a^4 = 44,56.$$

Correspondant à ces racines, nous avons

$$\begin{aligned} \frac{1}{\theta_1 a^3} \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right)_{r=a} &= 0,1321 & \frac{1}{\theta_2 a^3} \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \right)_{r=a} &= 0,0302, \\ \frac{1}{a^4} \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial \theta_1} \right)_{r=a} &= 0,0926, & \frac{1}{a^4} \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial \theta_2} \right)_{r=a} &= 0,0279. \end{aligned}$$

Substituant ces valeurs, nous trouvons que le rapport du nombre d'ions traversant une section du tube à une distance z de l'origine au nombre de ceux qui traversent la section à l'origine est égal à

$$4 \left[0,1952 \varepsilon^{-\frac{7,313 D z}{2 a^2 V}} + 0,0243 \varepsilon^{-\frac{44,56 D z}{2 a^2 V}} + \dots \right].$$

Si c_1 est le courant de saturation à travers le gaz après son passage dans un tube de longueur l_1 , c_2 le courant de saturation après la traversée d'un tube de longueur l_2 , les courants de saturation étant proportionnels aux nombres d'ions contenus dans le gaz par seconde nous avons

$$(11) \quad \frac{c_1}{c_2} = \frac{0,1952 \varepsilon^{-\frac{7,313 D l_1}{2 a^2 V}} + 0,0243 \varepsilon^{-\frac{44,56 D l_1}{2 a^2 V}}}{0,1952 \varepsilon^{-\frac{7,313 D l_2}{2 a^2 V}} + 0,0243 \varepsilon^{-\frac{44,56 D l_2}{2 a^2 V}}}.$$

On peut déterminer expérimentalement $\frac{c_1}{c_2}$ et par suite au moyen de l'équation (11) la valeur de D. Townsend employa une méthode graphique pour résoudre cette équation.

Posant

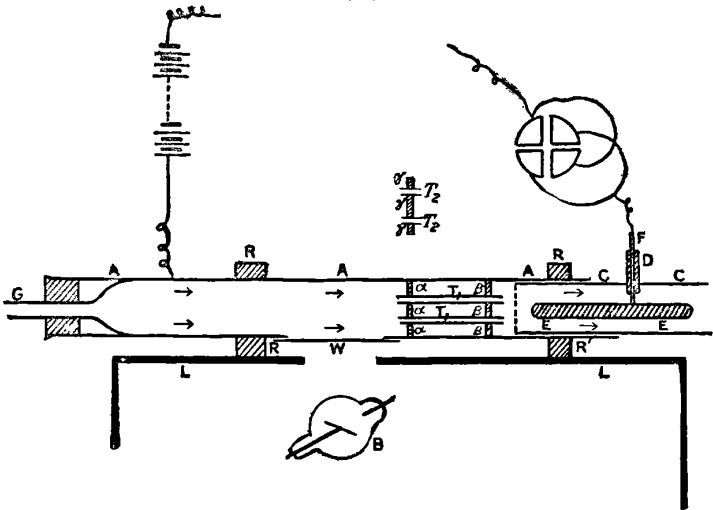
$$y = \frac{c_1}{c_2},$$

$$x = \frac{7,313 D l_1}{2 a^2 V},$$

il traça la courbe représentant la relation (11) entre x et y en calculant un certain nombre de valeurs correspondantes. Une fois cette courbe obtenue, il put déterminer la valeur de $\frac{7,313 D l_1}{2 a^2 V}$ correspondant à une valeur de $\frac{c_1}{c_2}$ donnée par l'expérience et par suite D, l , a et V étant connus.

L'appareil qu'il employa pour déterminer la valeur de $\frac{c_1}{c_2}$ est représenté figure 7. A est un tube de laiton de 50^{cm} de longueur sur 3^{cm}, 2

Fig. 7.



de diamètre, muni d'une fenêtre en aluminium W à travers laquelle passaient les rayons de Röntgen servant à ioniser le gaz. C est un autre tube de 17^{cm} de longueur ajusté sur A et pouvant coulisser à son intérieur. E est une électrode reliée à un fil métallique F traversant un bouchon d'ébonite. Une série de fils métalliques fins étaient soudés parallèlement les uns aux autres à 2^{mm} de distance au travers de l'extrémité du tube C.

Le gaz entrant dans l'appareil par le tube de verre G et avant d'atteindre l'électrode traversait les tubes T. Ceux-ci étaient formés par 12 tubes de 10^{cm} de longueur sur 0^{cm},3 de diamètre, disposés à intervalles égaux, tous à la même distance du tube A. Ils étaient soudés dans des ouvertures pratiquées dans deux disques de laiton α et β , ajustés assez exactement dans le tube A pour que le gaz ne puisse passer entre eux et lui.

Une autre série de tubes de 1^{cm} de longueur sur 0^{mm},3 de diamètre était soudée à un autre disque γ . Le tube A était isolé par deux anneaux de caoutchouc durci R et R', son potentiel était porté à 80 volts en le reliant à l'un des pôles d'une batterie de petits accumulateurs dont l'autre pôle était au sol. L'électrode E était reliée à une paire de quadrants d'un électromètre, l'autre paire étant à la terre. Un courant uniforme et mesurable de gaz était fourni par un gazomètre, et le gaz était ionisé par des rayons de Röntgen durant son passage à travers le tube. Quelques ions se perdaient par diffusion vers les parois, mais tous les ions positifs qui avaient échappé à cette action étaient projetés sur l'électrode E. La charge prise par l'électromètre mesurait le nombre d'ions positifs ayant traversé les tubes.

En chargeant A négativement on pouvait attirer sur l'électrode les ions négatifs et déterminer ainsi le nombre de ceux qui avaient passé à travers les tubes. Après une série de mesures faites avec les tubes longs on opéra avec les courts et l'on fit une série semblable de mesures. Ces mesures, comme nous l'avons montré dans la théorie précédente, nous permettent de calculer le coefficient de diffusion des ions. Pour les gaz autres que l'air, on utilisa une forme un peu différente de l'appareil pour la description de laquelle nous renverrons au Mémoire original.

La perte en ions subie n'est pas, même dans des tubes très étroits, due uniquement à la diffusion vers les parois; une partie, quoique très faible, est due à la recombinaison. Pour étudier l'ordre de grandeur de cet effet, on enleva les petits tubes T et l'on observa la déviation de l'électromètre, le tube C étant placé à différentes distances du point où le gaz était ionisé. Dans un tube aussi large que A la perte par diffusion vers les parois est négligeable, et la faible déviation de l'électromètre, lorsque E est loin du point où se produit l'ionisation du gaz, est due à la perte par recombinaison. En faisant des mesures à différentes distances et connaissant la vitesse du gaz, nous pourrions calculer la valeur de la recombinaison pendant un

temps donné et déterminer la valeur de α , coefficient de recombinaison. C'est ainsi que furent déterminées les valeurs de α données plus haut. Connaissant α , il est facile de calculer la perte d'ions due à la recombinaison à travers les tubes étroits et d'appliquer une correction aux observations pour obtenir la perte par diffusion seule.

Les Tables suivantes donnent les valeurs des coefficients de diffusion en unités C. G. S., d'après les observations de Townsend.

TABLE I. — *Coefficients de diffusion dans les gaz secs.*

Gaz.	D ions +.	D ions —.	Valeur moyenne de D.	$\frac{D -}{D +}$.
Air.....	0,028	0,043	0,0347	1,54
Oxygène.....	0,025	0,0396	0,0323	1,58
CO ²	0,023	0,026	0,0245	1,13
Hydrogène.....	0,123	0,190	0,156	1,54

TABLE II. — *Coefficients de diffusion dans les gaz humides.*

Gaz.	D ions +.	D ions —.	Valeur moyenne de D.	$\frac{D -}{D +}$.
Air.....	0,032	0,035	0,0335	1,09
Oxygène.....	0,0288	0,0358	0,0323	1,24
CO ²	0,0245	0,0255	0,025	1,04
Hydrogène.....	0,128	0,142	0,135	1,11

Ces Tableaux nous montrent que le coefficient de diffusion est plus grand pour les ions négatifs que pour les ions positifs, la différence étant beaucoup plus marquée dans les gaz secs que dans les gaz humides. La mobilité plus grande des ions négatifs fut observée pour la première fois par Zeleny (¹). Il mesura, par une méthode que nous décrirons rapidement, la vitesse des ions dans un champ électrique et trouva que les ions négatifs étaient plus mobiles que les positifs. La diffusion plus rapide des ions négatifs explique pourquoi dans certains cas un gaz ionisé électriquement neutre à l'origine acquiert une charge positive. Ainsi, par exemple, si l'on fait passer un gaz à travers des tubes métalliques, il sera à sa sortie électrisé positivement, puisque dans son passage à travers les tubes il aura perdu plus d'ions négatifs que d'ions positifs. Zeleny a montré (*loc. cit.*) que cet effet ne s'observe pas avec l'acide carbonique, où les mobilités des ions sont sensiblement égales.

Quelques expériences de Rutherford (²) semblent montrer qu'en plus de la diffusion il y a un effet spécifique dû au métal; il trouva

(¹) ZELENY, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVI, 1898, p. 120.

(²) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIII, 1897, p. 241.

en effet que l'excès des ions positifs sur les ions négatifs était plus grand après passage dans des tubes de zinc qu'après passage dans des tubes de cuivre. La différence dans les vitesses de diffusion des ions produit jusqu'à un certain point une séparation des deux électricités lorsqu'un gaz est ionisé. Les ions négatifs diffusant plus rapidement que les positifs, il y aura dans la région où l'ionisation se produit, un excès d'ions positifs et par suite une électrisation positive, alors que, par suite de la diffusion des ions négatifs, on aura dans les régions avoisinantes un excès de ces derniers et une électrisation négative.

Les résultats donnés par les Tables I et II montrent que la différence des vitesses de diffusion des ions positifs et négatifs est beaucoup plus grande quand le gaz est sec que quand il est humide. Cet effet de l'humidité sur la vitesse de diffusion est remarquable. Les résultats inscrits dans les Tables montrent qu'à l'exception des ions de CO² (pour lesquels on ne constate qu'une petite différence entre les vitesses de diffusion, que le gaz soit sec ou humide), l'humidité produit une diminution très considérable de la vitesse de diffusion des ions négatifs, tandis qu'elle accroît celle des ions positifs; la modification produite sur ces derniers étant toutefois plus faible que celle produite sur les négatifs. Nous verrons plus loin que la vapeur d'eau se condense plus facilement sur les ions négatifs que sur les positifs; il est donc probable que les premiers dans une atmosphère humide se chargent d'humidité et sont ainsi retardés dans leurs mouvements à travers le gaz.

Les expériences précédentes sont relatives aux ions produits par les rayons de Röntgen. Townsend (1) appliqua par la suite la même méthode à la détermination des coefficients de diffusion des ions produits par les substances radioactives, par la lumière ultra-violette et par des décharges par pointes. Les résultats des expériences sont indiqués dans le Tableau suivant :

Coefficients de diffusion des ions produits dans l'air par différentes méthodes.

Méthode.	Air sec.		Air humide.	
	Ions +.	Ions -.	Ions +.	Ions -.
Rayons de Röntgen	0,028	0,043	0,032	0,035
Substances radioactives..	0,032	0,043	0,036	0,041
Lumière ultra-violette . . .	»	0,043	»	0,037
Décharge par une pointe. {	0,0247	0,037	0,028	0,039
	0,0216	0,032	0,027	0,037

(1) TOWNSEND, *Phil. Trans., A.*, t. CLXLV, 1900, p. 259.

De l'examen de ces nombres nous concluons que les ions produits par les rayons de Röntgen, la lumière ultra-violette, les substances radioactives sont identiques, conclusion que nous verrons vérifiée de plusieurs autres manières.

Townsend (1) rechercha également les coefficients de diffusion des ions produits par les substances radioactives pour une série de pressions allant de 772^{mm} à 200^{mm} de mercure et trouva que dans cet intervalle le coefficient de diffusion était inversement proportionnel à la pression. La théorie cinétique des gaz montre que tel doit être le cas dans un système où les éléments qui diffusent ne changent pas de caractère avec la pression. Cette conclusion se vérifiant pour les ions, nous pouvons en déduire que jusqu'à une pression de 200^{mm} au moins ils n'éprouvent pas de modifications. Nous verrons qu'à de très basses pressions les ions négatifs sont beaucoup plus petits qu'aux hautes pressions.

25. Il est intéressant de comparer la vitesse de diffusion des ions dans un gaz à celle d'un gaz dans un autre gaz. Dans la Table suivante extraite de *Handbuch der Physik de Winkelmann*, Vol. I, p. 645-647, on donne les coefficients de diffusion l'un dans l'autre de l'hydrogène, l'air, l'acide carbonique, l'oxyde de carbone et de quelques vapeurs. Il ressort de ces Tables que les gaz diffusent beaucoup plus rapidement que les ions, mais qu'il existe des vapeurs pour lesquelles les coefficients de diffusion sont du même ordre de grandeur.

Gaz.	D cm ² : s.	Gaz.	D cm ² : s.	Gaz.	D cm ² : s.
CO — CO ² ..	0,13142	CO — O ²	0,18717	Éther — CO ²	0,0552
Air — CO ² ..	0,13433	H ² — O ²	0,66550	Amide isobutylique — H ² ..	0,1724
O ² — CO ² ..	0,13569	H ² — air	0,63405	» — air ..	0,0426
H ² — CO ² ..	0,53409	Éther — H ² ..	0,296	» — CO ² ..	0,0305
Air — O ²	0,17778	Éther — air ..	0,0775		

Si l'ion est constitué par une simple molécule portant une charge électrique, nous pouvons déterminer, d'après la théorie cinétique, la vitesse avec laquelle il diffusera dans un gaz. Le coefficient de diffusion $D_{1,2}$ d'un gaz A dans un gaz B est donné par l'équation

$$D_{1,2} = \frac{\pi}{8N} (N_1 L_2 \Omega_2 + N_2 L_1 \Omega_1), \quad (2)$$

où N_1, N_2 représentent les nombres de molécules des gaz A et B par

(1) TOWNSEND, *Phil. Trans., A.*, t. CLXLV, 1900, p. 259.

(2) Voir O.-E. MEYER, *Kinetische Theorie der Gase*, 2^e édition, p. 261.

unité de volume, $N = N_1 + N_2$, Ω_1 et Ω_2 les vitesses moyennes des molécules respectives de A et de B, L_1, L_2 les libres parcours moyens de ces molécules à travers le mélange des gaz. Dans le cas où un des gaz, A par exemple, est constitué par des ions, N_1 est infiniment petit devant N_2 . Si l'on suppose $N_1 = 0$,

$$D_{1,2} = \frac{\pi}{8N} L_1 \Omega_1.$$

Mais si l'ion est constitué par une molécule simple, Ω_1 est égal à la vitesse moyenne d'une molécule du gaz, et, si sa charge n'affecte pas le libre parcours moyen, L_1 est le libre parcours moyen d'une molécule.

Dans l'hydrogène à 0 et sous la pression atmosphérique,

$$L = 1,8 \times 10^{-5}, \quad \Omega = 1,7 \times 10^5;$$

par conséquent $D_{1,2}$ est égal à 1,2; la valeur admise actuellement pour l'ion positif est, comme nous l'avons vu, 0,123.

Pour l'oxygène

$$L = 1,02 \times 10^{-5}, \quad \Omega = 0,425 \times 10^5,$$

par suite

$$D_{1,2} = 0,17;$$

le nombre correspondant pour l'ion positif est 0,025.

Pour CO^2

$$L = 0,65 \times 10^{-5}, \quad \Omega = 0,361 \times 10^5,$$

par suite

$$D_{1,2} = 0,092;$$

le nombre correspondant pour l'ion positif est 0,023.

Ainsi, dans tous les cas, la valeur trouvée pour $D_{1,2}$ est considérablement plus grande que le coefficient de diffusion des ions; nous pouvons donc conclure que des deux hypothèses, que la masse de l'ion est la même que la masse d'une molécule ou que la charge n'a pas d'effet sur le libre parcours, l'une ou l'autre ou les deux sont erronées.

Nous reviendrons sur ce point lorsque nous considérerons la vitesse avec laquelle un ion se meut dans un champ électrique.

L'explication la plus probable de la lente diffusion des ions semble être la suivante: l'ion chargé forme un noyau autour duquel les molécules de gaz se condensent, de même que la poussière se rassemble autour d'un corps chargé; il se forme ainsi un système complexe qui diffuse moins vite. Cette explication est confirmée par le fait suivant découvert par Mac Clelland (1). Les coefficients de diffusion des ions

(1) MAC CLELLAND, *Camb. Phil. Soc. Proc.*, t. X, 1899, p. 241.

dans les flammes gazeuses dépendent beaucoup de la température de la flamme et de la distance à laquelle les ions s'en trouvent; une diminution relativement faible de la température produit une grande diminution de la vitesse de diffusion des ions, comme s'il s'était produit une précipitation sur eux.

Cette manière de voir est également confirmée par la possibilité pour les ions d'agir comme noyaux de condensation vis-à-vis de la vapeur d'eau. On peut rappeler qu'un ion ne diffère d'une molécule ordinaire qu'en ce qu'il est chargé et est entouré d'un champ électrique intense.

Rutherford (1) a montré récemment que les vapeurs d'alcool ou d'éther produisent comme celle de l'eau une grande diminution de la mobilité de l'ion négatif.

Vitesse des ions dans un champ électrique.

26. Le coefficient de diffusion des ions à travers un gaz est directement proportionnel à la vitesse avec laquelle ils le traversent sous l'action d'un champ électrique d'intensité donnée.

On peut établir comme suit la relation qui lie cette vitesse au coefficient de diffusion D . De la définition du coefficient de diffusion D il résulte que, si n est le nombre d'ions par centimètre cube, le nombre d'entre eux qui dans l'unité de temps traversent l'unité d'aire d'un plan à angle droit sur l'axe des x est égal à $\frac{dn}{dx}$. Nous pouvons ainsi considérer les ions comme se mouvant parallèlement à l'axe des x avec une vitesse moyenne égale à $\frac{1}{n} D \frac{dn}{dx}$. Les ions, étant à l'état gazeux, produiront une pression partielle p qui, à température constante, sera proportionnelle à leur nombre. La vitesse moyenne des ions parallèlement à l'axe des x sera par suite égale à

$$\frac{1}{p} D \frac{dp}{dx}.$$

Or $\frac{dp}{dx}$ est la force agissant parallèlement à l'axe des x sur l'unité de volume du gaz; nous pouvons donc interpréter l'expression précédente comme signifiant que, lorsque la force agissant parallèlement à l'axe des x sur les ions compris dans l'unité de volume est égale à 1, les ions se meuvent parallèlement à l'axe des x avec une vitesse moyenne de translation égale à $\frac{D}{p}$. Supposons maintenant les ions

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. II, 1901, p. 210.

placés dans un champ électrique tel que son intensité parallèlement à l'axe des x soit X ; la force agissant sur ceux qui sont compris dans l'unité de volume est Xen . Par suite, si u est la vitesse moyenne de translation des ions parallèlement à l'axe des x ,

$$u = X en \frac{D}{\rho}.$$

Or $\frac{n}{\rho}$ est le même pour tous les gaz à la même température; si donc N est le nombre de molécules d'air par centimètre cube à cette température et sous la pression atmosphérique Π , puisque $\frac{n}{\rho} = \frac{N}{\Pi}$, nous avons

$$u = X e D \frac{N}{\Pi}.$$

Or u_0 , vitesse des ions dans un champ d'intensité égale à 1, est donné par

$$u_0 = \frac{DN e}{\Pi}.$$

Ainsi u_0 est directement proportionnel à D . La connaissance de l'une de ces quantités nous permet donc de calculer l'autre.

27. Des déterminations de la vitesse des ions dans un champ électrique furent faites quelque temps avant celles des coefficients de diffusion. Les plus anciennes mesures systématiques de la vitesse des ions dans un champ électrique furent faites en 1897 au Cavendish Laboratory par Rutherford (1). Il employa deux méthodes différentes. La première était la suivante. Supposons que le courant passe à travers le gaz ionisé entre deux plaques parallèles A et B. S'il y a n ions positifs et n ions négatifs dans chaque centimètre cube du gaz, et si u_1 et u_2 sont les mobilités respectives des ions positifs et négatifs, le courant i traversant chaque unité d'aire parallèle aux plaques est donné par l'équation

$$i = n(u_1 + u_2)e,$$

e étant la charge d'un ion. On peut facilement déterminer i si l'une des plaques A est reliée à une paire de quadrants d'un électromètre, dont l'autre paire est au sol, B étant connectée à un des pôles d'une batterie de force électromotrice connue dont l'autre pôle est également au sol. Si, en effet, les quadrants sont d'abord primitivement reliés

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIV, 1897, p. 422.

entre eux puis séparés, i sera la charge communiquée par seconde à la plaque reliée à l'électromètre.

On peut déterminer ainsi la valeur de ne . Le gaz ayant été exposé à l'agent ionisant, rayons de Röntgen par exemple, pendant un temps suffisant pour qu'on ait atteint l'état permanent, on arrête brusquement les rayons et l'on établit simultanément une grande différence de potentiel entre les plaques. Si B est la plaque positive, tous les ions positifs qui se trouvent entre elles seront attirés vers la plaque A avant d'avoir eu le temps de se recombinaison avec les ions négatifs. A recevra ainsi une charge positive égale à la somme de celles des ions positifs compris entre les plaques; chaque unité d'aire de A recevra donc une charge positive égale à nle , l étant la distance des plaques.

On peut mesurer cette charge avec l'électromètre; supposons-la égale à q . Puisque $i = n(u_1 + u_2)e$, nous avons

$$(1) \quad \frac{i}{q} = \frac{u_1 + u_2}{l},$$

relation qui permet de déterminer $u_1 + u_2$. Soit E la différence de potentiel entre les plaques lorsque le courant est i ; $u_1 + u_2$ est alors la somme des mobilités des ions quand l'intensité du champ est $\frac{E}{l}$. La mobilité d'un ion étant, comme nous l'avons vu, proportionnelle au champ électrique, la somme des mobilités des ions positifs et négatifs, lorsque le champ électrique est égal à 1, est $(u_1 + u_2) \frac{l}{E}$, ou $\frac{l_2 i}{E q}$. Pour obtenir par cette méthode des résultats exacts, l'ionisation et le champ électrique doivent être uniformes entre les plaques. Cette condition exige, comme nous le verrons (Chap. III), que le courant soit assez faible pour que la conductibilité se trouve dans la période correspondant à la première partie de la courbe (fig. 4) où elle est rectiligne et où le courant est proportionnel au champ. De plus, si l'ionisation est produite par des rayons de Röntgen ou par ceux des substances radioactives, on doit disposer les rayons de telle sorte qu'ils passent entre les plaques et ne viennent pas frapper contre elles. Cette précaution est justifiée par le fait que lorsque les rayons viennent frapper une surface métallique, il se produit dans le gaz, au voisinage de la surface, une forte ionisation anormale, et l'ionisation entre les plaques n'est pas uniforme. Nous donnons dans la Table suivante les valeurs obtenues par Rutherford pour la somme des vitesses des ions positifs et négatifs sous un champ de 1 volt par centimètre.

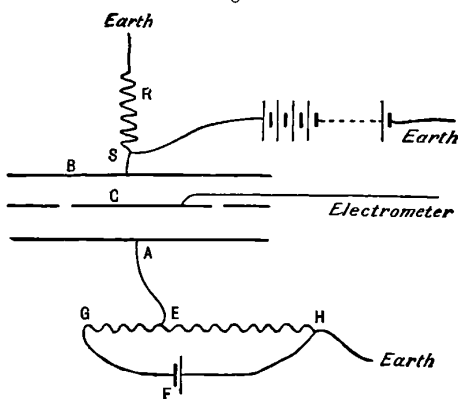
Gaz.	Somme des mobilités des ions + et -.	Gaz.	Somme des mobilités des ions + et -.
Hydrogène.....	10	Acide carbonique.....	2,15
Oxygène.....	2,8	Acide sulfureux.....	0,99
Azote.....	3,2	Chlore.....	2
Air.....	3,2	Acide chlorhydrique..	2,55

Dans ces expériences on n'avait pas pris de précautions spéciales pour dessécher les gaz.

28. La méthode, sous cette forme, peut être seulement employée si l'on a un volume considérable de gaz entre les plaques et si l'ionisation est grande. Dans les autres cas, la déviation obtenue à l'électromètre, lorsqu'on établit une grande différence de potentiel entre les plaques, est si faible, que les déterminations de q ne sont pas possibles. Ainsi, si la distance entre les plaques est 3^{cm} , nous voyons, d'après l'équation (1), que la déviation de l'électromètre, lorsqu'on établit une grande différence de potentiel, a la même valeur que celle correspondant à la déperdition régulière provoquée par une différence de potentiel de 3,2 volts entre les plaques.

Celle-ci, avec un électromètre bien sensible et une ionisation pas trop faible, ne correspondra pas souvent à une déviation de plus de 2 ou 3 divisions, et l'erreur relative avec une aussi petite déviation

Fig. 8.



sera considérable. J'ai employé une modification de cette méthode, qui n'a pas ces inconvénients. La figure 8 en donne la représentation schématique.

C est la plaque reliée à l'électromètre, elle est munie d'un anneau de garde pour éviter les irrégularités du champ électrique. Elle est

disposée entre deux plaques parallèles A et B, et toute la région entre A et B est exposée à l'agent ionisant. Les plaques sont disposées de telle sorte que la vitesse de déperdition de C soit la même lorsque A est porté au potentiel V et B au sol ou B au potentiel V et A au sol.

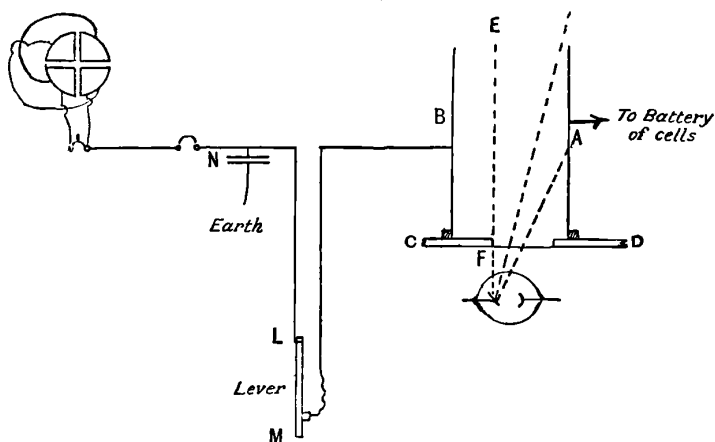
A est reliée à un point E d'une résistance élevée GH traversée par le courant d'une pile F, H est mis au sol, et en déplaçant le point E on peut élever A à un potentiel quelconque, variant depuis 0 jusqu'à la force électromotrice de la pile. Si G est le pôle positif de la batterie, il s'écoulera de l'électricité positive vers la plaque C (cette plaque est au début mise à la terre). B est mise à la terre par l'intermédiaire d'une forte résistance R; le point S est touché à intervalles réguliers par un balai tournant qui le relie durant un très court instant avec le pôle négatif d'une forte batterie de petits accumulateurs dont l'autre pôle est au sol. Le contact dure assez longtemps pour que le champ électrique entraîne sur la plaque C tous les ions négatifs compris entre B et C, mais pas assez pour qu'il y ait production d'ions pendant que le champ agit. La plaque C reçoit ainsi des ions positifs d'un côté et des ions négatifs de l'autre, et en déplaçant le point E nous pouvons faire en sorte que la charge positive contre-balance la charge négative et que l'électromètre ne dévie point. Quand ceci est obtenu, nous pouvons aisément, par le même raisonnement que tout à l'heure, démontrer que $u_+ + v_-$, somme des mobilités des ions positifs et négatifs, est égale à ml , lorsque la différence de potentiel entre les plaques A et C est égale à celle entre E et H, l étant la distance entre B et C et m le nombre de contacts par seconde du balai tournant avec S. Comme dans ce cas on peut prolonger l'expérience assez longtemps pour qu'un grand nombre de contacts ait lieu, la méthode est beaucoup plus sensible que lorsqu'on a un seul contact.

Pour éviter des variations appréciables de son potentiel dans l'intervalle de deux contacts, C est reliée à une des armatures d'un condensateur de grande capacité. A la fin de l'essai, pour savoir si la plaque C a ou n'a pas reçu de charge, on la sépare du condensateur pour diminuer sa capacité et accroître la déviation de l'électromètre due aux charges qui peuvent exister sur elle. Il faut avoir soin de laisser s'écouler entre deux contacts successifs avec S un temps suffisant pour permettre au gaz d'atteindre un état permanent avant le contact suivant.

Si l'ionisation est très faible, plusieurs secondes peuvent être nécessaires pour que cette condition soit remplie.

29. Un autre dispositif employé par Rutherford (1) est représenté figure 9. Deux larges plaques métalliques A et B sont disposées parallèlement l'une à l'autre à 16^{cm} de distance, sur des blocs isolants C et D. On dispose les rayons de Röntgen de manière à les faire passer seulement dans une moitié du gaz compris entre les

Fig. 9.



plaques. Ainsi, aucune radiation directe n'atteint l'air à gauche de la ligne EF qui partage en deux l'intervalle compris entre les plaques.

La plaque A est reliée à un des pôles d'une batterie d'un grand nombre de petits accumulateurs donnant une différence de potentiel de 220 volts, l'autre pôle étant au sol. La plaque B est reliée par l'intermédiaire d'un contact à levier LM monté sur un bloc isolant à une des paires de quadrants d'un électromètre dont l'autre paire est à la terre. Un pendule interrupteur est disposé de manière à faire passer tout d'abord le courant dans le primaire de la bobine d'induction servant à exciter les rayons, puis, après un intervalle de temps connu, à couper le circuit de l'électromètre en frappant le levier LM, et celui de la batterie peu de temps après. N est un condensateur relié à l'électromètre pour accroître sa capacité. Avec ce dispositif, les ions ont à traverser une distance d'environ 8^{cm} avant d'atteindre la plaque B, et le but de l'expérience est de déterminer le temps qu'ils mettent pour franchir cette distance. On trouva qu'il n'y avait qu'une très petite déviation de l'électromètre quand l'intervalle de temps écoulé

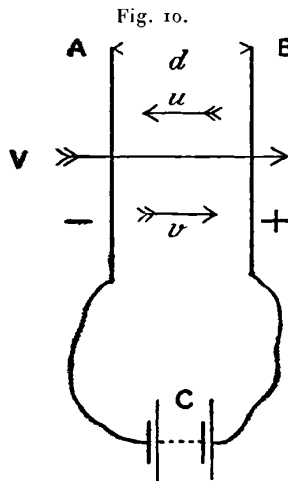
(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIV, 1897, p. 422.

entre l'établissement des rayons et la rupture du circuit de l'électromètre était inférieur à 0,36 seconde. Mais quand on dépassait cette valeur la déviation croissait rapidement. On prit ainsi 0,36 seconde comme temps nécessaire aux ions pour parcourir 8^{cm} sous un gradient de potentiel de $\frac{220}{16}$ volts : cm. Ce nombre correspond à une vitesse de 1^{cm},6 par seconde sous 1 volt par centimètre.

On ne trouva pas de différence entre les mobilités des ions positifs et négatifs. Ceci donne pour la somme des mobilités des ions positifs et négatifs dans l'air une valeur de 3^{cm},2 par seconde, ce qui est exactement la valeur trouvée par Rutherford en employant la première méthode.

30. La différence entre les mobilités des ions positifs et négatifs fut découverte par Zeleny (¹), qui fit de très importantes déterminations de la mobilité des ions dans un champ électrique. La méthode grâce à laquelle il découvrit cette différence consistait à déterminer la force électrique nécessaire pour permettre à un ion de traverser un courant de gaz de vitesse connue parallèle aux lignes de force du champ.

Ainsi supposons que A et B (fig. 10) représentent deux plaques parallèles constituées par des toiles métalliques et que, entre ces plaques,



nous ayons une couche de gaz ionisé. Faisons circuler le gaz de A vers B avec la vitesse V et supposons que la différence de potentiel

(¹) ZELENY, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVI, 1898, p. 120.

entre les plaques soit de n volts par centimètre, B étant la plaque positive. Si la mobilité de l'ion positif est u , sa vitesse dans la direction BA est $nu - V$, et elle est proportionnelle au nombre d'ions abandonnant leur charge sur A pendant l'unité de temps. Supposons maintenant que nous rendions B négative; si la différence de potentiel entre les plaques est n' volts par centimètre, et si la mobilité de l'ion négatif est v , sa vitesse de B vers A sera

$$n'v - V,$$

et cette expression est proportionnelle au nombre d'ions négatifs abandonnant leur charge sur A dans l'unité de temps. Si nous disposons les gradients de potentiel de façon à ce que la vitesse avec laquelle A reçoit une charge positive quand B est chargée positivement soit égale à celle avec laquelle elle se charge négativement lorsque B est négative. Nous avons

$$nu - V = n'v - V.$$

Or

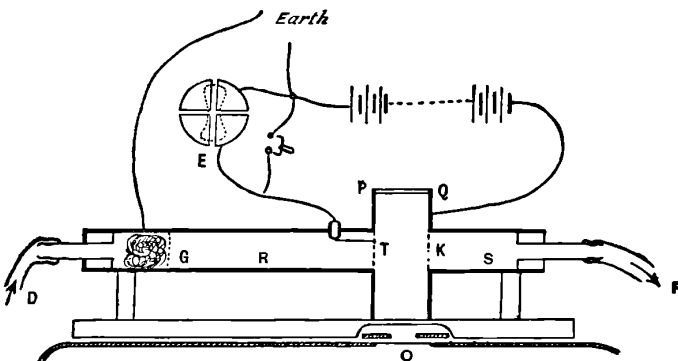
$$\frac{u}{v} = \frac{n'}{n}.$$

Ainsi, par une mesure des différences de potentiel, nous pourrions déterminer le rapport $\frac{u}{v}$.

La figure 11 représente l'appareil employé par Zeleny pour appliquer cette méthode.

P et Q sont des plaques de laiton de 9cm^2 . Elles sont percées en

Fig. 11.



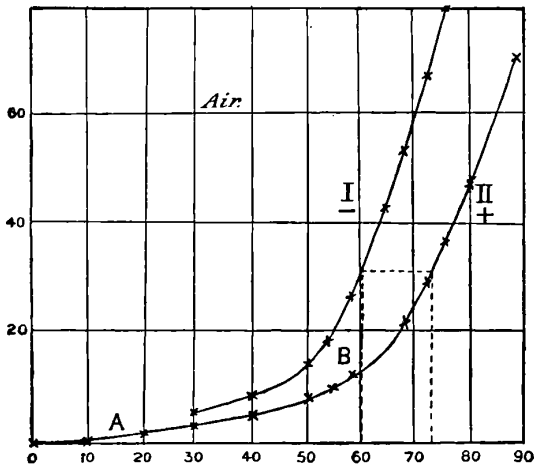
leurs centres et les tubes R et S y sont emmanchés; l'espace qu'elles laissent entre elles est clos de façon à former une boîte étanche; K est une toile métallique garnissant entièrement l'ouver-

ture de la plaque Q; T est une pièce isolée de toile métallique ne remplissant pas entièrement l'ouverture ménagée dans la plaque P, mais presque. Elle est reliée à une des paires de quadrants d'un électromètre E. Un tampon de *laine* de verre G filtre la poussière d'un courant de gaz qui pénètre dans l'appareil par le tube D et en sort par F. Ce tampon a également pour but de rendre la vitesse du gaz uniforme dans toute la section du tube. Les rayons de Röntgen servant à ioniser sont produits par une ampoule située vers O; l'ampoule et la bobine sont renfermées dans une boîte entourée de plomb, munie d'une feuille d'aluminium au travers de laquelle passent les rayons.

Q est relié à un pôle d'une batterie d'accumulateurs, P et l'autre pôle sont à la terre. Quand les rayons passent entre P et Q et quand les ions se meuvent à l'intérieur de la boîte dans des directions opposées, les charges qu'ils abandonnent sur P, Q et K vont à la terre, tandis que celles qu'ils donnent à T modifient graduellement son potentiel avec une vitesse uniforme tant que ce potentiel est faible devant celui de Q. Quand la distribution des charges libres dans le gaz a atteint un état permanent, toutes les variations de potentiel de T sont dues aux charges abandonnées par les ions qui viennent la frapper.

Les courbes représentées figure 12 donnent un exemple des résul-

Fig. 12.



tats obtenus avec ce dispositif. Les ordonnées représentent la déviation de l'électromètre pendant un temps donné et les abscisses la

différence de potentiel en volts entre les plaques P et Q. La courbe I correspond au cas où les ions négatifs sont entraînés vers la plaque, la courbe II au cas où ce sont les ions positifs. On voit qu'à partir de B les courbes sont pendant quelque temps rectilignes; mais il y a une portion incurvée à gauche de B montrant que quelques ions sont venus abandonner leurs charges sur la toile métallique pour des voltages plus faibles qu'on ne l'aurait pensé. Ceci peut s'expliquer par des inégalités dans le courant d'air, les déviations correspondant aux parties des courbes voisines de A se produisant pendant des ralentissements du courant gazeux.

On peut interpréter les observations en prolongeant la partie rectiligne de la courbe jusqu'à sa rencontre avec l'axe horizontal. Ceci correspond pour la courbe I à 50 volts et pour la courbe II à 60.

Nous pouvons considérer alors 50 volts comme la différence de potentiel qui donne aux ions négatifs une vitesse égale à celle du courant d'air, tandis qu'il faut 60 volts pour donner la même vitesse aux ions positifs.

Dans des champs d'égale intensité, la mobilité de l'ion négatif serait donc à celle de l'ion positif dans le rapport de 6 à 5. On adopte actuellement la méthode suivante d'interprétation. On considère simplement les courbes précédentes comme des préliminaires de l'expérience indiquant les différences de potentiel à employer dans les observations finales. Ainsi, les courbes de la figure 12 montrent clairement que, pour obtenir avec les deux espèces d'ions une déviation égale à celle qui correspond à 60 volts pour les ions négatifs, il faudra 72 à 74 volts pour les positifs. On fit une série de mesures soignées sous des différences de potentiel comprises entre ces valeurs, et l'on détermina par interpolation la vraie valeur de la différence de potentiel.

Si l'on trouve par exemple 73,2 volts, on prend, pour rapport des mobilités des ions négatifs et positifs,

$$\frac{73.2}{60}.$$

On trouva que le gradient de potentiel entre les plaques n'était pas complètement uniforme par suite de l'accumulation des ions entre elles. On mesura le gradient actuel de potentiel et appliqua une correction correspondant à ce défaut d'uniformité. Cette correction atteint 2 pour 100. Les résultats de Zeleny sont donnés dans le Tableau suivant

Gaz.	$\frac{\text{Mobilité de l'ion -}}{\text{Mobilité de l'ion +}}$
Air.....	1,24
Oxygène.....	1,24
Azote.....	1,23
Hydrogène.....	1,14
Gaz d'éclairage.....	1,15
Acide carbonique.....	1,00
Ammoniaque.....	1,045
Acétylène.....	0,985
Protoxyde d'azote.....	1,105

L'acétylène est ainsi le seul gaz pour lequel la mobilité de l'ion négatif est inférieure à celle de l'ion positif, et la différence est si faible, qu'elle est de l'ordre des erreurs d'expérience. Les gaz dans ces expériences n'étaient pas spécialement desséchés, et nous avons vu que l'humidité a une grande influence sur la mobilité de l'ion négatif.

31. Dans quelques récentes expériences, Zeleny (¹) a déterminé les valeurs absolues des mobilités des ions positifs et négatifs. La méthode employée était une méthode de courant gazeux; mais, dans ces expériences, le courant était à angle droit sur les lignes de force électriques au lieu de leur être parallèle. Zeleny employa longtemps une méthode semblable à celle qui vient d'être décrite. (Il est évident que, si nous connaissions la vitesse du courant de gaz et les points où les portions rectilignes des courbes I et II rencontrent l'axe horizontal, nous pourrions en déduire les mobilités des deux ions.) Mais il dut l'abandonner à cause de la perturbation introduite dans la vitesse du courant d'air par les toiles métalliques servant d'électrodes.

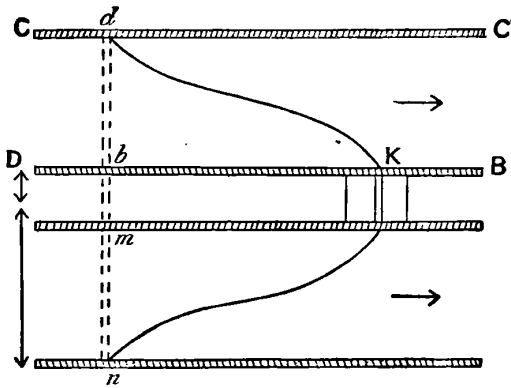
La théorie de la méthode employée en dernier lieu est la suivante. Un courant de gaz circule entre deux cylindres métalliques concentriques maintenus à des potentiels différents. En un point il est traversé par un faisceau de rayons de Röntgen perpendiculaire à l'axe des cylindres. Les ions produits sont entraînés par le courant de gaz en même temps que le champ électrique leur communique une vitesse perpendiculaire à ce même axe.

Supposons que CC' (fig. 13) représente une section du cylindre extérieur, DB une section du cylindre intérieur, dbmn le faisceau de rayons de Röntgen produisant l'ionisation du gaz.

(¹) ZELENY, *Phil. Trans., A.*, t. CLXLV, 1900, p. 193.

Si le potentiel de CC' est plus élevé que celui de DB, un ion positif partant de D décrira une trajectoire courbe entre les cylindres et

Fig. 13.



atteindra finalement le cylindre central en un point K, dont la distance horizontale à d est une des quantités mesurées dans ces expériences.

On peut aisément exprimer cette distance en fonction de la mobilité de l'ion.

Soient b et a les rayons respectifs des cylindres intérieur et extérieur, A la différence de potentiel entre eux; la force électrique radiale R à une distance r de l'axe commun des cylindres est donnée par

$$R = \frac{A}{r \log_e \left(\frac{b}{a} \right)}$$

Si donc ν est la mobilité de l'ion, dans l'hypothèse où la vitesse est proportionnelle à la force électrique, nous avons, si V est la vitesse radiale de l'ion à une distance r de l'axe des cylindres,

$$V = \frac{A \nu}{r \log_e \left(\frac{b}{a} \right)}$$

Si u est la vitesse du gaz parallèlement à l'axe que nous prendrons pour axe des x , l'équation différentielle de la trajectoire est

$$\frac{dx}{dr} = \frac{u}{V} = \frac{\log_e \left(\frac{b}{a} \right) u r}{A \nu}$$

Par suite X , distance horizontale de D au point où l'ion rencontre

le cylindre intérieur, est donné par l'équation

$$X = \frac{\log_e \left(\frac{b}{a} \right)}{A \nu} \int_a^b ur dr.$$

Or $2\pi \int_a^b ur dr$ est le volume de gaz qui passe dans l'unité de temps entre les cylindres. Nous représenterons par Q cette quantité, qui est facile à mesurer.

Nous avons alors

$$\begin{aligned} X &= \frac{\log_e \left(\frac{b}{a} \right) Q}{2 A \pi \nu}, \\ (1) \quad \nu &= \frac{\log_e \left(\frac{b}{a} \right) Q}{2 \pi A \lambda}. \end{aligned}$$

Si donc nous connaissons X, nous pouvons aisément déterminer ν . Le temps T, mis par un ion pour passer d'un cylindre à l'autre, est donné par l'équation

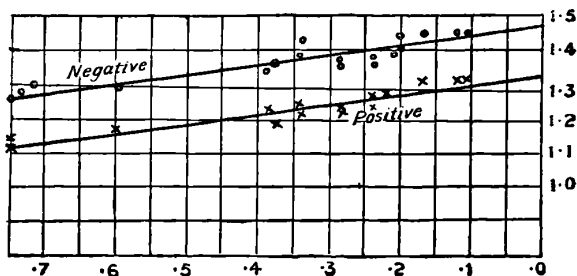
$$\begin{aligned} (2) \quad T &= \int_a^b \frac{dr}{V} = \frac{\log_e \left(\frac{b}{a} \right)}{A \nu} \int_a^b r dr \\ &= \frac{\log_e \left(\frac{b}{a} \right)}{2 A \nu} (b^2 - a^2) \\ &= \pi \frac{(b^2 - a^2) X}{Q}. \end{aligned}$$

Ces équations s'appliquent aux ions qui partent de la surface interne du cylindre extérieur. Pratiquement, la formation des ions n'est pas localisée sur cette surface; ils sont compris dans une couche db allant d'un cylindre à l'autre. Ceux qui partent d'un point de db plus près de la surface du cylindre extérieur ne sont évidemment pas entraînés aussi loin dans le tube par le courant gazeux qu'un ion partant de d . Les équations précédentes nous donnent ainsi la position du point le plus éloigné du cylindre intérieur qui soit atteint par les ions. Pour déterminer ce point, le cylindre intérieur est divisé en K en deux parties isolées l'une de l'autre. La portion D, à gauche, est reliée à la terre, tandis que la partie B, à droite, est reliée à une des paires de quadrants d'un électromètre. Faisons passer entre les cylindres un courant constant de gaz: quand le potentiel de CC' dépassera une certaine valeur, tous les ions compris dans le volume dd et qui se dirigent vers le cylindre intérieur atteindront DB à gauche de K et n'affecteront pas l'élec-

tromètre. En faisant diminuer graduellement le potentiel de CC', nous atteindrons une valeur telle que les ions partant du bord intérieur de d atteindront DB juste à gauche de K. A ce moment l'électromètre commencera à dévier. Si alors dans (1) nous prenons pour A la valeur de la différence de potentiel correspondant à cet instant et pour X la distance horizontale de K à d , nous pourrons en déduire la valeur de ν .

Corrections. — Comme conséquence de la diffusion, tous les ions partant de d ne suivront pas la ligne dK ; on en trouvera quelques-uns à droite de cette ligne. Par suite l'électromètre commencera à dévier même quand la différence de potentiel A sera théoriquement suffisante pour porter tous les ions à gauche de K. Ainsi, la différence de potentiel observée quand la déviation commence est un peu trop élevée, par suite les valeurs de ν déterminées par l'équation (1) sont un peu trop faibles. Les répulsions mutuelles des ions donneront lieu à des effets analogues. Il est évident que la grandeur de ces effets dépendra du temps mis par l'ion pour traverser l'espace compris entre les cylindres. Si ce temps était nul, ni la diffusion ni les répulsions mutuelles n'auraient le temps d'agir. Ainsi donc plus long sera le temps mis par les ions pour traverser l'intervalle entre les cylindres, plus petite sera la valeur de ν donnée par cette méthode. Le temps T, comme le montre l'équation (2), dépend de la vitesse du courant d'air et de l'intensité du champ. En modifiant ces quantités, il est possible de déterminer les valeurs de ν pour une échelle considérable de valeurs de T. Les valeurs ainsi trouvées décroissent lentement, comme on devait s'y attendre, lorsque T augmente. On trouva que la relation entre ν et T était linéaire. On traça

Fig. 14.



les courbes en portant en ordonnées les vitesses des ions et en abscisses les temps T, et on les prolongea : c'étaient des lignes droites jus-

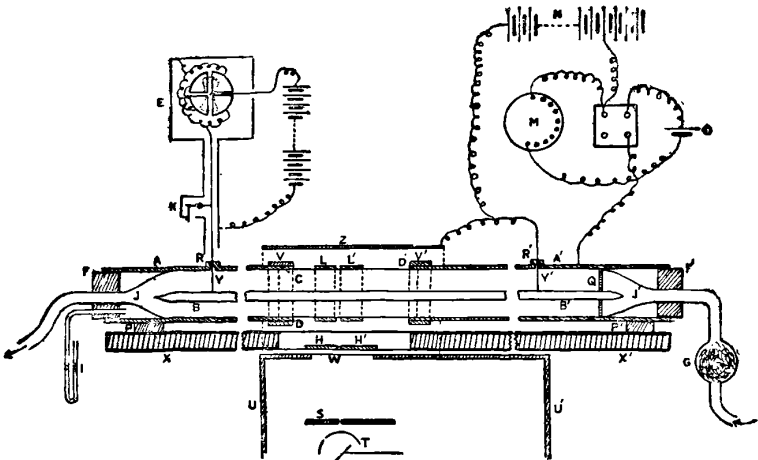
qu'à la ligne $T = 0$. La valeur correspondante de ν fut prise comme celle de la mobilité de l'ion. Un exemple de telles courbes est donné figure 14.

Les o et les x sont les points déterminés par les expériences actuelles. Les points où les droites coupent la ligne $t = 0$ donnent $1^{cm} : ^s, 48$ pour la mobilité de l'ion négatif, $1^{cm} : ^s, 34$ pour la mobilité de l'ion positif.

Il reste encore à appliquer quelques petites corrections relatives à la perturbation produite dans certaines parties du champ électrique par l'excès d'ions d'un signe donné. Des expériences directes ont montré que les effets de l'ionisation superficielle n'étaient pas appréciables.

La figure 15 donne en coupe l'appareil employé pour l'application de cette méthode. AA' représente le cylindre extérieur, son diamètre intérieur étant de $5^{cm}, 1$ et sa longueur totale 142^{cm} . Les portions à

Fig. 15.



droite de V' et à gauche de V sont constituées par des tubes de laiton. La portion comprise entre V et V' est formée par un tube d'aluminium de même diamètre; elle est disposée de manière à permettre aux rayons de Röntgen de passer au travers du tube. Les tubes sont réunis par des joints étanches et placés sur des supports isolants.

Le cylindre intérieur BB' est constitué par un tube d'aluminium. Dans une série d'expériences il avait 1^{cm} de diamètre, dans une autre $2^{cm}, 8$. Les extrémités sont fermées par des pièces coniques. Le tube est interrompu en C et les deux portions séparées par $0^{mm}, 5$ sont isolées

par des pièces d'ébonite. Il est supporté par un bouchon d'ébonite Q et par les tiges de laiton *yy'* qui traversent l'autre cylindre dans des bouchons d'ébonite et servent à mettre la partie B' à la terre et la partie B en relation avec une des paires de quadrants de l'électromètre. L'électromètre, très sensible, donne une déviation de 500 divisions pour 1 volt. Le faisceau vertical étroit de rayons de Röntgen est ajusté et limité par des fentes ménagées dans les plaques de plomb S, HH' et LL'. Un gazomètre envoie dans le tube un courant constant et mesurable de gaz. Ces expériences furent faites avec des gaz soigneusement desséchés et avec des gaz saturés de vapeur d'eau. On fit deux séries d'expériences, l'une avec le tube intérieur de 2^m,8 de diamètre, l'autre avec celui de 1^m. Les résultats obtenus dans les deux séries concordent.

Les valeurs des mobilités des ions obtenues par cette méthode sont données dans la table suivante :

Elles ont été ramenées à la pression uniforme de 760^{mm} de mercure, en admettant que sous une différence de potentiel donnée la mobilité des ions est inversement proportionnelle à la pression.

Mobilités des ions.

Gaz.	Vitesses des ions en cm : s sous un gradient de potentiel de 1 volt par centimètre.		Rapport des vitesses des ions négatifs et positifs.	Tem- pérature en degrés cent.
	Ions positifs.	Ions négatifs.		
Air sec...	1,36	1,87	1,375	13,5
Air humide.....	1,37	1,51	1,10	14
Oxygène sec.....	1,36	1,80	1,32	17
Oxygène humide.....	1,29	1,52	1,18	16
Acide carbonique sec.....	0,76	0,81	1,07	17,5
Acide carbonique humide...	0,82	0,75	0,915	17
Hydrogène sec.....	6,70	7,95	1,19	20
Hydrogène humide.....	5,30	5,60	1,05	20

On fit varier l'intensité de l'ionisation en faisant traverser aux rayons de Röntgen des feuilles d'aluminium d'épaisseurs différentes; les mobilités des ions furent trouvées indépendantes de l'intensité des rayons.

Les résultats de Zeleny s'accordent avec ceux obtenus (voir page 45) pour l'air, l'oxygène et l'hydrogène en tenant compte de l'incertitude où l'on est de la quantité d'humidité existant dans les gaz employés par Rutherford. Pour l'acide carbonique cependant, il y a une différence considérable, puisque 2^m,15, valeur obtenue par Rutherford

comme somme des mobilités, est de près de 40 pour 100 supérieure à la valeur $1^{\text{cm}} : 5,57$ obtenue par Zeleny; or Zeleny trouva que cette somme était la même, que le gaz soit sec ou humide; cette différence ne peut donc s'expliquer par la siccité ou l'excès d'humidité des gaz employés par Rutherford.

Méthode de mesure des mobilités par détermination du nombre d'ions entraînés par un champ électrique radial sur les parois d'un tube de longueur donnée traversé par un courant de gaz.

32. Le principe de cette méthode dont s'est servi Rutherford (1) pour mesurer les mobilités des ions produits par les rayons de l'uranium est le suivant. Supposons qu'on fasse circuler l'air ionisé à travers un tube le long de l'axe duquel est tendu un fil chargé positivement. Le champ électrique qu'il crée attirera sur lui les ions négatifs et en privera partiellement le gaz. Le nombre des ions ainsi extraits dépend de la relation entre la mobilité des ions et la vitesse du courant d'air. Si la vitesse de l'ion était infiniment plus grande que celle du courant d'air, tous les ions seraient extraits du gaz; si la vitesse du courant d'air était au contraire infiniment plus grande que celle des ions, ils échapperaient tous.

Nous voyons, d'après l'équation (2), que t , temps mis par l'ion pour atteindre le fil, est donné par l'expression

$$(1) \quad t = \frac{r^2 - a^2}{2A u_2} \log_e \frac{b}{a},$$

où r est la distance de l'axe du tube au point de départ de l'ion, b le rayon intérieur du tube, a le rayon extérieur du fil, A la différence de potentiel entre le fil et le tube (le fil étant au potentiel le plus élevé) et u_2 la mobilité de l'ion. Si dans l'équation (1) nous donnons à t la valeur du temps mis par l'air insufflé pour passer d'un bout à l'autre du tube, nous voyons que tous les ions dont la distance à l'axe est inférieure à la valeur donnée par l'équation (1) seront captés par le fil; si donc ρ est le rapport du nombre d'ions soustraits au gaz au nombre total, nous avons, en supposant les ions uniformément repartis dans la section transversale du tube,

$$\rho = \frac{r^2 - a^2}{b^2 - a^2} = \frac{2A u_2 t}{(b^2 - a^2) \log_e \left(\frac{b}{a} \right)},$$

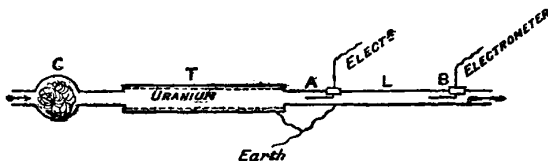
(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, t. XLVII, 1899, p. 109.

ou

$$(2) \quad u_2 = \frac{\rho (b^2 - a^2) \log_e \left(\frac{b}{a} \right)}{2 A t}.$$

La figure 16 représente le dispositif employé par Rutherford.

Fig. 16.



Un tube de papier recouvert d'oxyde d'uranium était disposé dans un tube métallique T de 4^{cm} de diamètre. Un courant d'air venant d'un gazomètre, après avoir traversé un tampon de ouate C destiné à retenir les poussières, passait à travers un long tube métallique AB mis à la terre. Dans ce tube, des électrodes a et b étaient fixées par des supports isolants coaxialement à lui; l'électrode A était chargée par une batterie, l'électrode B était connectée à une des paires de quadrants d'un électromètre. Si B était chargée initialement à un potentiel de même signe que A (supposé positif), assez grand pour saturer le gaz, la vitesse de déperdition de l'électromètre quand le courant d'air traversait le tube mesurait le nombre d'ions négatifs ayant échappé à A. En comparant la vitesse de déperdition lorsque l'électrode A n'est pas chargée à cette même vitesse lorsqu'elle est portée à un potentiel connu, nous pouvons déterminer la valeur de ρ dans l'équation (2). Rutherford n'employa pas ce dispositif pour mesurer directement la mobilité des ions produits par les rayons de l'uranium, mais pour montrer que leurs mobilités étaient les mêmes que celles des ions produits par les rayons de Röntgen. Dans ce but, les mesures une fois faites avec le cylindre recouvert d'uranium, on le remplaçait par un cylindre d'aluminium que l'on exposait aux rayons de Röntgen, l'intensité de ces rayons ayant été réglée de telle sorte que la valeur de l'ionisation fut approximativement la même dans les deux cas. Des mesures de ρ furent alors faites avec les rayons de Röntgen et on trouva que les résultats étaient identiques à ceux obtenus avec l'uranium, ce qui prouve que les mobilités des ions étaient les mêmes dans les deux cas.

33. Une méthode reposant sur le même principe fut employée

par Mac Clelland pour mesurer les mobilités des ions produits par les flammes (1), les arcs et les fils incandescents (2). Les résultats de ces expériences montrèrent que la mobilité des ions diminue très rapidement quand ils atteignent les parties les plus froides de la flamme, ce qui permet de supposer que quelque produit provenant de la combustion de celle-ci se condense rapidement sur eux. Cette diminution de la mobilité est nettement montrée par le Tableau suivant, dû à Mac Clelland.

Distance à la flamme du point où la mobilité était mesurée.	Température en ce point.	Vitesse de l'ion sous une force de 1 volt par centimètre.
5,5 ^{cm}	230 ^{°C}	0,23 ^{cm : s}
10.....	160	0,21
14,5.....	105	0,04

Ces mobilités sont tout à fait faibles comparées à celles des ions produits par les rayons de Röntgen ou par les substances radio-actives. Dans le cas des ions des flammes, comme dans les autres cas, les ions négatifs se meuvent plus vite que les ions positifs. Mac Clelland appliqua la même méthode à la détermination des mobilités des ions produits par les arcs et les fils incandescents. Il trouva dans ce cas la même variation de mobilité qu'il avait observée auparavant dans le cas des ions des flammes. Dans le cas des arcs et des fils cependant, il trouva que plus chaude était la flamme ou le fil, plus petite était la mobilité de l'ion.

Nous examinerons à nouveau ces phénomènes quand nous étudierons les propriétés des arcs et des flammes.

Détermination des mobilités des ions au moyen d'un champ alternatif.

34. Cette méthode, qui ne peut, il est vrai, être appliquée que lorsque l'ionisation est confinée dans une couche mince de gaz et de plus que lorsque les ions sont tous d'un seul signe, est très sûre et très commode.

Rutherford (3) l'employa pour déterminer la mobilité des ions négatifs produits au voisinage d'une plaque métallique illuminée

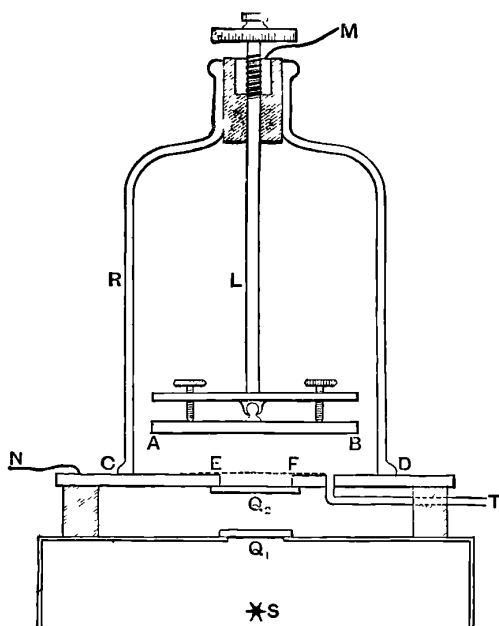
(1) MAC CLELLAND, *Phil. Mag.*, t. XLVI, 1898, p. 29.

(2) MAC CLELLAND, *Proc. Camb., Phil. Soc.*, t. X, 1899, p. 241.

(3) RUTHERFORD, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. IX, 1898, p. 401.

par la lumière ultra-violette. Le principe en est le suivant. AB (fig. 17) est une plaque horizontale de zinc bien polie; elle est soigneu-

Fig. 17.



sement isolée et peut être mue verticalement au moyen d'une vis. Elle est reliée à une paire de quadrants d'un électromètre dont l'autre paire est à la terre. CD est une plaque de base munie d'une ouverture EF. Cette ouverture est recouverte par une fine toile métallique. La lumière ultra-violette émise par une source S traverse les plaques de quartz Q_1 , Q_2 et cette toile métallique, puis tombe sur la plaque AB. CD est reliée à un alternateur ou à toute autre source de différence de potentiel alternative proportionnelle à une fonction simplement harmonique du temps. L'autre pôle de la source est à la terre. Supposons maintenant qu'à un instant donné le potentiel de CD soit plus élevé que celui de AB; les ions négatifs qui se trouvent dans le voisinage de AB seront attirés vers CD et continueront à se mouvoir vers elle aussi longtemps que son potentiel sera supérieur à celui de AB. Si la différence de potentiel entre CD et AB change de signe avant que les ions négatifs aient atteint CD, ils seront ramenés vers AB et CD ne perdra pas d'électricité négative. Il en sera ainsi tant que la distance entre AB et CD sera

inférieure à celle que peuvent franchir les ions négatifs pendant le temps durant lequel le potentiel de CD est plus grand que celui de AB. On modifie alors la distance entre les plaques jusqu'au moment où AB commence à perdre une charge négative; si nous connaissons cette distance, la fréquence et la valeur maximum de la différence de potentiel, nous pouvons en déduire la mobilité de l'ion négatif. Supposons que la différence de potentiel entre CD et AB au temps t soit égale à $a \sin pt$; si d est la distance entre les plaques, la force électrique est égale à

$$\frac{a}{d} \sin pt,$$

et, si u est la mobilité de l'ion négatif, sa vitesse dans ce champ sera

$$u \left(\frac{a}{d} \right) \sin pt.$$

D'où, si x est la distance de l'ion à la plaque AB au temps t ,

$$\frac{dx}{dt} = \frac{ua}{d} \sin pt,$$

ou

$$x = \frac{ua}{dp} (1 - \cos pt),$$

si

$$x = 0$$

lorsque

$$t = 0.$$

Ainsi, la plus grande distance que l'ion puisse parcourir à partir de la plaque AB est égale à

$$\frac{2ua}{pd}.$$

Si on réduit graduellement la distance entre les plaques, AB commencera à perdre sa charge négative quand

$$d = \frac{2ua}{pd},$$

d'où

$$u = \frac{pd^2}{2a},$$

d'où, si nous mesurons p , a et d , nous pouvons déterminer u .

Par cette méthode, Rutherford trouva, pour la mobilité de l'ion négatif produit par l'incidence de la lumière ultra-violette sur une plaque de zinc, les valeurs suivantes dans les gaz secs à la pression atmosphérique :

Gaz.	Mobilité de l'ion. <small>cm : s</small>
Air.....	1,4
Hydrogène.....	3,9
Acide carbonique.....	0,78

Ces valeurs diffèrent peu de celles obtenues lorsque l'ionisation est produite par les rayons de Röntgen.

Rutherford trouva que la mobilité de l'ion était indépendante du métal dont la plaque AB était faite. Il montra par cette méthode que les mobilités des ions sous un gradient de potentiel constant varient en raison inverse de la pression pour une échelle de pressions allant jusqu'à 34^{mm} de mercure, pression la plus basse sous laquelle il expérimenta.

Méthode de Langevin pour la mesure des mobilités des ions.

35. Langevin (1) a trouvé une méthode de mesure de la mobilité des ions qui a l'avantage de ne pas nécessiter une source constante de rayons de Röntgen. La théorie en est la suivante. Supposons que nous ionisons, par des rayons de Röntgen par exemple, le gaz compris entre deux plaques parallèles A et B. On arrête les rayons et on établit un champ électrique dans la région comprise entre les plaques. Si la force qui agit sur l'ion positif est dirigée de A vers B, la plaque B reçoit des charges positives. Le champ ayant été appliqué dans une direction déterminée pendant le temps T, on le renverse. B commence alors à recevoir des charges négatives, et, si la force électrique n'est pas inversée encore une fois, elle continue à en recevoir jusqu'à ce que tous les ions aient été extraits. Si n est le nombre d'ions d'un certain signe par unité de volume entre les plaques au moment de l'arrêt des rayons, X la force électrique, k_1 et k_2 les mobilités respectives des ions positifs et négatifs, la plaque B reçoit par unité d'aire et pendant le temps T, nk_1XT ions positifs, si l'on suppose le champ électrique assez intense pour qu'on puisse négliger les pertes par recombinaison et k_1XT moindre que l distance entre les plaques. Le nombre d'ions négatifs qui pendant ce temps sont allés vers A est nk_2XT , si toutefois k_2XT est inférieur à l ; le nombre d'ions négatifs qui restent ainsi entre les plaques est $n(l - k_2XT)$, et ces derniers, si le champ est renversé, vont vers B. Si donc Q est la charge

(1) LANGEVIN, *Ann. de Chimie et de Physique*, t. XXVIII, 1903, p. 289.

positive reçue par B par unité d'aire

$$Q = nk_1XT - n(l - k_2XT) = n(k_1 + k_2)XT - nl,$$

k_1XT et k_2XT étant supposés inférieurs à l . Ceci se produit jusqu'à ce que T soit égal à la plus petite des quantités $\frac{l}{k_1X}$, $\frac{l}{k_2X}$; si k_2 est plus grand que k_1 , la seconde limite est atteinte la première; il ne reste plus alors un ion négatif pouvant être entraîné vers B lorsqu'on inverse le champ. Ainsi

$$Q = nk_1XT,$$

ceci est vérifié jusqu'à ce que $T = \frac{l}{k_1X}$, pour cette valeur et des valeurs supérieures de T

$$Q = nl.$$

Ainsi, si $k_2 > k_1$;

$$Q = e[n(k_1 + k_2)XT - nl], \quad T < \frac{l}{k_2X},$$

$$Q = enk_1XT; \quad T > \frac{l}{k_2X}, \quad < \frac{l}{k_1X},$$

$$Q = enl; \quad T > \frac{l}{k_2X}, \quad > \frac{l}{k_1X};$$

mais, si $k_1 > k_2$, nous voyons que

$$Q = e[n(k_1 + k_2)XT - nl]; \quad T < \frac{l}{k_1X},$$

$$Q = e[nl - n(l - k_2XT)] = ek_2XT, \quad T > \frac{l}{k_1X}, \quad < \frac{l}{k_2X},$$

$$Q = enl, \quad T > \frac{l}{k_2X}.$$

Si donc nous représentons la relation entre Q et T graphiquement, les courbes représentatives seront des portions de lignes droites (*fig. 18*) se coupant aux points correspondant à

$$T = \frac{l}{k_1X}, \quad T = \frac{l}{k_2X}.$$

Si nous déterminons ces points d'intersection, nous pouvons en déduire les valeurs de k_1 et k_2 .

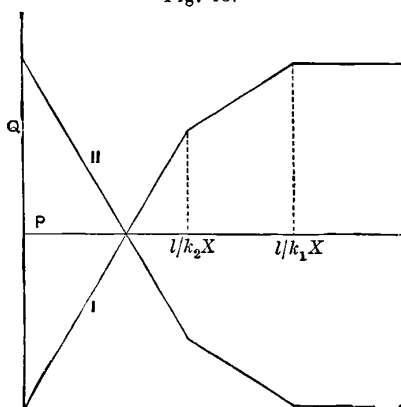
Par suite des irrégularités de l'ionisation entre les plaques et des recombinaisons, les courbes obtenues pratiquement ne sont pas constituées par des lignes droites, mais par trois courbes se coupant en des points bien définis. La figure 19 donne un exemple d'une courbe expérimentale extraite du Mémoire de Langevin.

Si $k_1 = k_2$, deux des points anguleux coïncident. Si on a un mélange de différents gaz avec plusieurs espèces d'ions, il y a un point anguleux correspondant à chaque ion positif et à chaque ion négatif.

Par cette méthode, Langevin a étudié la variation de la mobilité

des ions avec la pression du gaz. Les résultats de ses expériences sont donnés dans le Tableau suivant : p représente la pression mesurée

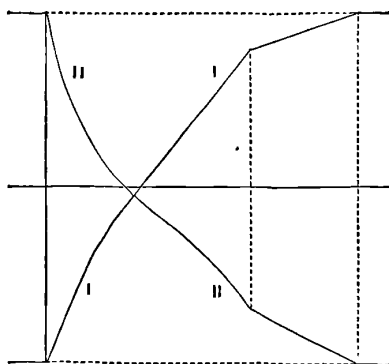
Fig. 18.



Dans la courbe I la force électrique est dirigée initialement de A vers B, dans la courbe II de B vers A.

en centimètres de mercure, k_1 et k_2 les mobilités des ions positifs

Fig. 19.



et négatifs dans l'air sous l'unité de force électrique (C. G. S. électrostatique, soit 300 volts par centimètre).

Ions négatifs :			Ions positifs.		
$p.$	$k_2.$	$\frac{pk^2}{76}$	$p.$	$k_1.$	$\frac{pk_1}{76}$
7,5	6560	647	7,5	4430	437
20,0	2204	580	20,0	1634	430
41,5	994	530	41,5	782	427
76,0	510	510	76,0	480	420
142,0	270	505	142,0	225	425

Si la structure de l'ion reste inaltérée, sa mobilité dans un champ électrique sera inversement proportionnelle à la pression, par conséquent le produit pk devra en être indépendant. Les nombres donnés dans le Tableau montrent que ceci est approximativement exact pour les ions positifs jusqu'au-dessous de $7^{\text{cm}},5$. Pour les ions négatifs, au contraire, on observe un accroissement très considérable de pk , lorsqu'on réduit la pression au-dessous de 20^{cm} , qui indique que la structure de l'ion négatif devient plus simple quand on diminue la pression.

Edmunds a fait des expériences au Cavendish Laboratory sur la variation de la mobilité des ions dans l'hélium par la méthode de Langevin. Il trouva que pour les ions positifs pk est constant jusqu'à une pression de $2^{\text{cm}},2$, alors que pour les ions négatifs pk croît lorsqu'on abaisse la pression au-dessous de 16^{cm} , et que à $2^{\text{cm}},2$, sa valeur est deux fois plus grande qu'à 76^{cm} .

On emploie actuellement la méthode suivante au Cavendish Laboratory pour déterminer la mobilité des ions. Une couche mince BB' de gaz comprise entre deux plaques métalliques A et B est exposée aux rayons ionisants. Le gaz au-dessus de B' n'est pas ionisé. L'ionisation dans BB' n'est pas continue, mais est produite pendant de courtes périodes séparées par des intervalles réguliers. Ceci s'obtient en interposant entre le récipient AB et la source ionisante un disque de plomb muni de fentes. Cette source, radium ou rayons de Röntgen, est disposée de manière à émettre un faisceau horizontal. Pendant la rotation, le faisceau est arrêté, sauf pendant la courte période, durant laquelle à chaque tour les rayons passent par la fente et ionisent la tranche BB' . Un commutateur est disposé sur l'axe du disque et un balai en relation avec B presse sur lui. Le commutateur est disposé de telle sorte que, immédiatement après que le disque a dépassé la position pour laquelle les rayons traversent la fente, B est connecté à un pôle d'une batterie d'accumulateurs dont le milieu est au sol; lorsque le disque de plomb a fait une demi-révolution, le commutateur met B en relation avec l'autre pôle, et le champ entre A et B est inversé.

A est reliée à un électroscope isolé qui au début était au même potentiel que la terre. Soit $2T$ la durée d'une révolution du disque; si après l'exposition du gaz aux rayons B est rendu positif, les ions positifs se dirigent vers A avec une vitesse $\frac{k_1 V}{l}$ pendant le temps T , $2V$ étant la différence de potentiel entre les deux pôles de la batterie et l la distance entre les plaques. Les ions négatifs vont vers B avec

une vitesse $\frac{k_2 V}{l}$. Ceux-ci partent des points voisins de B. Il est donc facile de faire en sorte que dans le temps T tous les ions négatifs arrivent sur B. Dans le temps T les ions positifs parcourent une distance $\frac{k_1 VT}{l}$ vers la plaque positive. Si cette distance est plus grande que l tous les ions positifs atteignent A et ce plateau reçoit une charge positive. D'autre part, si $\frac{k_1 VT}{l}$ est plus petit que l, les ions positifs n'ont pas atteint A quand on inverse le champ et ils reviennent en arrière. Dans ce cas A ne reçoit aucune charge. Si l'on mesure la charge de A tout en faisant varier la distance entre les plaques, on la verra augmenter brusquement lorsque $\frac{k_1 VT}{l} = l$.

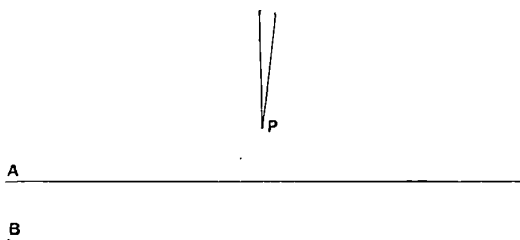
En mesurant l lorsque l'accroissement de charge se produit, on peut déterminer k_1 . Pour déterminer k_2 on dispose le commutateur de manière à charger B négativement après l'exposition du gaz aux rayons.

Méthode de Chattock pour la mesure des mobilités des ions produits dans le cas de la décharge par une pointe.

36. Les méthodes précédentes présenteraient de grands inconvénients dans le cas où le champ électrique est intense et par suite les vitesses des ions très grandes comme c'est le cas lorsque l'électricité se décharge par une pointe.

Dans ce cas, où les ions à une petite distance de la pointe sont

Fig. 20.



tous de même signe, Chattock (1) a imaginé une méthode très ingénieuse, qui lui a permis de mesurer les mobilités des ions. Le principe en est le suivant. Soit P une aiguille verticale par la pointe de laquelle se décharge de l'électricité dans l'air environnant.

(1) CHATTOCK, *Phil. Mag.*, V, 48, 1899, p. 401; CHATTOCK, WALKER and DIXON. *Phil. Mag.*, VI, 1, 1901, p. 79.

Considérons la force agissant sur les ions compris entre les plans horizontaux A et B. Si z est la composante verticale de la force électrique, ρ la densité électrique, la force électrique résultante F agissant sur les ions compris entre A et B est verticale et égale à

$$\int \int \int Z \rho \, dx \, dy \, dz.$$

Si la mobilité de l'ion est u , sa vitesse verticale w est égale à uZ . Si tous les ions sont d'un seul signe, u est le même pour tous, et nous avons, si $Z = \frac{w}{u}$,

$$F = \frac{1}{u} \int \int \int w \rho \, dx \, dy \, dz.$$

Puisque tous les ions sont de même signe $\int \int \rho \, w \, dx \, dy$ représente la quantité d'électricité traversant un plan horizontal pendant l'unité de temps. Cette quantité est la même pour tous les plans horizontaux et est égale à i , i étant le courant électrique s'écoulant de la pointe.

Nous avons donc

$$F = \frac{i}{u} \int dz = \frac{i}{u} (z_B - z_A),$$

$z_B - z_A$ étant la distance verticale entre les plans A et B. Cette force F doit être équilibrée par la différence des pressions gazeuses en A et B; par conséquent, si p_B et p_A représentent respectivement les pressions totales sur les plans A et B, nous avons

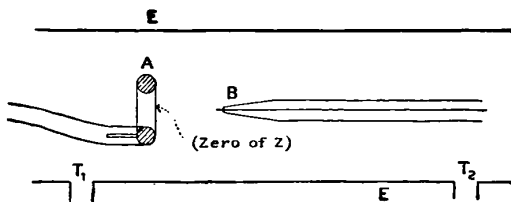
$$F = p_B - p_A,$$

d'où

$$(1) \quad u = \frac{i(z_B - z_A)}{p_B - p_A}.$$

En mesurant donc ces pressions et le courant qui s'écoule par la

Fig. 21.



pointe (cette mesure se fait aisément en insérant un galvanomètre en série avec elle), nous pouvons déterminer la valeur de u .

La figure 21 représente l'appareil employé par Chattock pour appliquer cette méthode.

L'aiguille est supportée par un tube de verre étroit, étiré à l'une de ses extrémités B. Elle se décharge sur un anneau A de métal poli. L'aiguille et l'anneau sont enfermés dans un tube de verre T, dont les extrémités sont reliées par des tubes T₁ et T₂ à celles d'un tube en u, rempli d'eau, servant de manomètre; l'anneau A peut être déplacé le long du tube par l'intermédiaire d'une vis. Dans cet appareil, puisqu'il n'y a aucun courant à gauche de l'anneau, ou à droite de la pointe, si nous prenons z_B — z_A égal à la distance de la pointe à l'anneau et si ω est la différence de pression en dynes par centimètre carré, mesurée par le manomètre, A l'aire d'une section transversale du tube

$$p_B - p_A = \omega A + p',$$

p' étant la pression partielle provoquée par la présence de l'anneau. Nous avons par l'équation (1).

$$\omega = \frac{i}{Au} z - \frac{p'}{A}.$$

On admit que lorsque la pointe était à une distance considérable de l'anneau p' devenait indépendant de z. Dans cette hypothèse, nous avons, si Δω, Δz sont les variations correspondantes de ω et de z,

$$\frac{\Delta\omega}{\Delta z} = \frac{i}{Au}.$$

Cette expression servit à calculer u, Chattock trouva, pour les vitesses des ions négatifs et positifs dans l'air sous un gradient de potentiel de 1 volt par centimètre, les valeurs 1^{cm}:^s,8 et 1^{cm}:^s,38 en accord avec celles trouvées dans le cas des ions produits par les rayons de Röntgen; nous en concluons que les ions dans les deux cas sont les mêmes. Dans un second Mémoire, Chattock étendit la méthode à l'hydrogène, l'oxygène et l'acide carbonique, et trouva de même un complet accord entre les mobilités des ions produits par la décharge d'une pointe et ceux produits par les substances radioactives.

Il montra que, tandis que les déterminations des mobilités des ions positifs montraient dans tous les gaz un parfait accord, on trouvait pour les mobilités des ions négatifs des variations considérables ne pouvant être attribuées aux erreurs d'expérience. Ceci particulièrement dans le cas de l'hydrogène où les valeurs des mobilités de l'ion négatif varient de 6,8 à 8,5. Dans les autres gaz, la variation n'est pas aussi marquée.

Chattock attribue ces différences aux gaz occlus par la pointe. Quand cette dernière est négative, une partie de ces gaz se dégage

et aide à transporter la décharge; or, la mobilité des ions hydrogènes étant très grande comparativement à celle des autres, on peut penser qu'un mélange en faibles proportions d'autres ions moins mobiles peut produire une diminution considérable de la mobilité moyenne. Quand la pointe est positive on suppose, ou bien que le gaz occlus n'est pas dégagé, ou que, s'il l'est, il ne prend pas part au transport de la décharge.

Cette explication s'accorde avec d'autres phénomènes se rapportant à l'émission d'électricité par les métaux. Nous verrons que dans la décharge électrique à travers un gaz à faible pression, le gaz occlus est mis en liberté à la cathode et que la quantité de gaz mise en liberté a une influence considérable sur les phénomènes.

Les valeurs obtenues par Chattock pour les mobilités des ions produits par la décharge par une pointe sont données dans la Table suivante.

$V +$ représente la mobilité de l'ion positif;

$V -$ la mobilité de l'ion négatif et \bar{V} la moyenne de ces mobilités. Les gaz étaient secs.

Gaz.	$V +$	$V -$	\bar{V}	$\frac{V -}{V +}$
Hydrogène.....	5,4	7,43	6,41	1,38
Acide carbonique.	0,83	0,925	0,88	1,11
Air.....	1,32	1,80	1,55	1,36
Oxygène.....	1,30	1,85	1,57	1,42

Détermination du coefficient de recombinaison lorsque les mobilités des ions sont connues.

37. Le principe de cette méthode, qui est due à Langevin (1), est le suivant :

Supposons que A et B soient deux plaques parallèles plongées dans le gaz. Considérons une couche de gaz limitée par les plans parallèles a et b , ionisée par un faisceau instantané de rayons de Röntgen. Supposons entre les plaques une force électrique telle que tous les ions positifs produits par les rayons soient attirés vers la plaque négative et tous les ions négatifs vers la plaque positive. Si le champ est très intense, ils atteindront les plaques avant d'avoir eu le temps de se recombiner; chaque plaque recevra ainsi N_0 ions, si le faisceau de rayons de Röntgen produit N_0 ions positifs et N_0 ions négatifs. Avec un champ plus faible le nombre d'ions reçus

(1) LANGEVIN, *Ann. de Chimie et de Physique*, t. XXVIII, 1903, p. 289.

par les plaques sera plus petit, puisque quelques-uns d'entre eux se recombinaient avant d'avoir pu atteindre les plaques. Pour déterminer ce nombre on opère ainsi. Par suite des mouvements des ions sous l'influence du champ électrique, la couche de gaz ionisé sera divisée et formée de trois parties : l'une au voisinage de la plaque négative dans laquelle il n'y aura que des ions positifs, une partie moyenne dans laquelle il y en aura des positifs et des négatifs, et une troisième au voisinage de la plaque positive où il n'y en aura que des négatifs. Si n est le nombre d'ions par unité de volume dans la couche centrale au temps t

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2, \quad n = \frac{n_0}{1 + \alpha n_0 t},$$

n_0 étant la valeur de n pour $t = 0$. Il n'y aura pas de recombinaisons dans les autres couches. Tous les ions qui se trouvent dans ces régions atteindront donc les plaques dont ils sont voisins.

Dans le temps dt la largeur de chacune des couches extérieures s'accroîtra de

$$X(k_1 + k_2) dt,$$

X étant la force électrique entre les plaques et k_1, k_2 les mobilités des ions positifs et négatifs.

Le nombre d'ions négatifs dont s'accroîtra la couche du côté de la plaque positive et le nombre d'ions positifs dont s'accroîtra celle du côté négatif dans le même temps seront

$$nX(k_1 + k_2) dt = \frac{n_0 X(k_1 + k_2) dt}{1 + n_0 \alpha t}.$$

L'une et l'autre des couches recevront constamment de nouveaux ions jusqu'à ce que la couche centrale ait disparu. Ceci se produira après un temps

$$\frac{l}{X(k_1 + k_2)},$$

l étant l'épaisseur ab . Le nombre N d'ions positifs et négatifs qui échapperont par suite à la recombinaison et atteindront leurs plaques respectives sera égal à

$$\int_0^{\frac{l}{X(k_1 + k_2)}} \frac{n_0 X(k_1 + k_2)}{1 + n_0 \alpha t} dt = \frac{X(k_1 + k_2)}{\alpha} \log \left(1 + \frac{n_0 \alpha l}{X(k_1 + k_2)} \right).$$

Posons

$$\frac{\alpha}{4\pi e(k_1 + k_2)} = \varepsilon \quad \text{et} \quad n_0 l e = Q_0,$$

Q_0 étant la charge totale des ions positifs et négatifs produits par les rayons, e la charge d'un ion. Si Q est la charge reçue par l'une des

plaques, nous avons

$$(1) \quad Q = Ne = \frac{X}{4\pi\varepsilon} \log \left(1 + \frac{Q_0\varepsilon}{4\pi X} \right).$$

Si Q_1 est la charge reçue par chacune des plaques lorsque la force électrique est X_1 ,

$$(2) \quad Q_1 = \frac{X_1}{4\pi\varepsilon} \log \left(1 + \frac{Q_0\varepsilon}{4\pi X_1} \right).$$

Entre les équations (1) et (2) on élimine Q_0 et l'on détermine ε .

Par cette méthode Langevin a obtenu les valeurs suivantes de ε pour l'air et l'acide carbonique à différentes pressions.

Air :		CO ² :	
Pression en millimètres.	ε .	Pression en millimètres.	ε .
152	0,01	135	0,01
375	0,06	352	0,13
760	0,27	550	0,27
1550	0,62	758	0,51
2320	0,80	1560	0,95
5 ^{atm}	0,90	2380	0,97

Nous avons supposé que l'ionisation dans la couche ab est uniforme. Langevin a montré que les équations (1) et (2) étaient applicables quelle que soit la distribution initiale de l'ionisation.

Langevin a donné une signification physique de la quantité désignée par ε ; c'est, suivant lui, le rapport du nombre de collisions entre ions de signes opposés donnant lieu à des recombinaisons au nombre total de collisions. En essayant d'interpréter ce résultat, la question suivante se pose.

Qu'est-ce qu'une *collision* ? Nous pouvons mettre en évidence les recombinaisons, mais une collision ne donnant pas lieu à une recombinaison ne peut produire d'effet mesurable. Il est bien évident que cette valeur du rapport du nombre de recombinaisons au nombre de collisions doit être pour une large part affaire de définition et dépendre des idées que l'on peut se faire sur la nature des ions, et le caractère des forces qui agissent sur eux. C'est pour cette raison que j'ai adopté, au paragraphe 18, une méthode de calcul différente pour les valeurs de α .

*Arguments relatifs à la nature des ions fournis
par leur mobilité dans un champ électrique.*

38. Nous pouvons obtenir quelques renseignements sur la constitution des ions d'après la valeur de leur coefficient de diffusion et des vitesses qu'ils prennent sous l'influence des forces électriques. La

question que nous allons nous poser est de savoir si les ions ont une structure plus complexe que les molécules du gaz dans lequel ils ont pris naissance. Par les tables de coefficients de diffusion des ions et des gaz données pages 38, 39, 40, nous voyons que la vitesse de diffusion des ions hydrogène dans l'hydrogène est comparable à la vitesse de diffusion des molécules d'amide isobutylique (poids moléculaire 73) dans l'hydrogène. Devons-nous en conclure que l'ion hydrogène est un complexe constitué par environ 36^{mol} d'hydrogène ? De même le rapport des vitesses de diffusion des ions dans l'air, l'hydrogène, l'acide carbonique n'est pas très différent du rapport des vitesses de diffusion des molécules d'amide isobutylique ou de vapeur d'éther dans ces gaz. Devons-nous en conclure que les ions dans l'hydrogène, l'air, l'acide carbonique sont identiques ? Un examen sévère montre que selon toute probabilité aucune de ces deux conclusions n'est fondée. Cherchons pour cela à trouver l'expression de la vitesse d'un ion dans le gaz : si e est sa charge, m sa masse, t le temps moyen qui s'écoule entre deux collisions, X la force électrique agissant sur lui, la vitesse de l'ion parallèlement à X est $\frac{1}{2} X \frac{e}{m} t$. Si l'ion était une molécule d'hydrogène et le gaz de l'hydrogène, et si le libre parcours moyen d'une molécule chargée était le même que celui d'une molécule neutre, on aurait $t = \frac{1}{9480 \times 10^5}$ sec. (LOTHAR MEYER, *Theorie der Gase*) et $\frac{e}{m} = \frac{1}{2} 10^4$.

Si donc u est la vitesse sous une force de 1 volt par centimètre, soit $X = 10^8$, on aurait $u = 26^{\text{cm} \cdot \text{s}}$ alors que la mobilité de l'ion positif dans l'hydrogène sec est $6^{\text{cm} \cdot \text{s}}$, 7. Pour une molécule d'oxygène chargée se mouvant dans l'oxygène on aurait

$$\frac{e}{m} = \frac{1}{2} 10^4 \times \frac{1}{16}, \quad t = \frac{1}{4065} \times 10^6,$$

d'où

$$U = 3,8^{\text{cm} \cdot \text{s}},$$

alors que u , mobilité de l'ion positif, est égal à 1,36.

Pour CO^2

$$\frac{e}{m} = \frac{1}{2} \frac{1}{22} \times 10^4, \quad t = \frac{1}{5510} \times 10^6,$$

d'où

$$U = 2,06^{\text{cm} \cdot \text{s}}$$

alors que

$$u = 0,78^{\text{cm} \cdot \text{s}}.$$

Pour Cl^2

$$\frac{e}{m} = \frac{1}{2} \frac{1}{35.5} \times 10^4, \quad t = \frac{0.1}{6240} \times 10^6, \quad u = 1^{\text{cm} \cdot \text{s}}, 1,$$

alors que

$$u = 1 \text{ cm} : \text{s}$$

Pour SO^2

$$\frac{e}{m} = \frac{1}{2} \frac{1}{32} \times 10^6, \quad t = \frac{1}{6000} \times 10^6, \quad U = 1 \text{ cm} : \text{s}, 1,$$

alors que

$$u = 0.5.$$

Pour l'hélium

$$\frac{e}{m} = \frac{1}{4} 10^6, \quad t = \frac{1}{2630} \times 10^6, \quad U = 47.32, \quad u = 1.4.$$

Mettant ces résultats sous forme de Tableau, nous avons

Gaz.	U.	u.	$\frac{U}{u}$.
Hélium.....	47,3	1,4	34
H ²	26	6,7	3,8
O ²	3,8	1,36	2,7
CO ²	2,06	0,78	2,7
SO ²	1,25	0,5	2,5
Cl ²	1,1	0,1	1,1

Si l'on excepte l'hélium, la mobilité d'un ion est supérieure au quart de la mobilité d'une molécule. Examinons quelle serait la mobilité d'un groupe de n molécules transportant une charge e .

Dans l'expression $\frac{1}{2} X \frac{e}{m} t$, m aura pour le groupe n fois la valeur qu'il a pour une simple molécule; $t = \frac{\lambda}{v}$, λ étant le libre parcours moyen et v la vitesse relative de l'ion et des molécules du gaz. Si λ_0 est la valeur du libre parcours pour la molécule, sa valeur λ pour n molécules sera donnée par

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_0} \frac{(n+1)}{2},$$

tandis que la vitesse relative du groupe est $\frac{1}{2} v_0 \left(1 + \frac{1}{\sqrt{n}}\right)$, v_0 étant la vitesse relative d'une simple molécule. En substituant ces valeurs, nous trouvons pour la mobilité du groupe

$$\frac{4(\text{mobilité de la molécule})}{n(n+1) \left(\frac{1}{\sqrt{n}} + 1\right)}.$$

Si $n = 3$, la mobilité du groupe est $\frac{1}{4.7}$ de celle d'une molécule, c'est-à-dire inférieure à la mobilité de l'ion dans tous les gaz sauf

dans l'hélium; ainsi une très faible agrégation est suffisante pour rendre compte de la faible mobilité des ions.

En calculant le libre parcours moyen nous avons négligé l'action de la charge sur l'ion. Par suite de cette charge les forces qui agissent entre ions et molécules ne peuvent être les mêmes qu'entre deux molécules, et l'on peut admettre avec quelque raison que la force supplémentaire due à la charge de l'ion peut avoir une influence sur le parcours moyen. Il y a pourtant quelque évidence à croire que cette influence n'est pas considérable. Suivant Moreau (1) la mobilité de l'ion positif dans une flamme contenant un sel de potassium est de 80^{cm^2} sous une différence de potentiel de 1 volt par centimètre, la température de la flamme étant comprise entre 1600°C . et 1700°C . Or, à partir de la formule $u = \frac{1}{2} X \frac{e}{m} \frac{t}{v}$, en supposant que l'atome de potassium transporte l'unité de charge positive, de telle sorte que $\frac{e}{m} = \frac{10^4}{39}$, nous trouvons, en posant $X = 10^8$, $u = 80$ que $t = 6.24.10^{-9}$; si c'est là le temps qui s'écoule entre deux collisions à la température de

$$1638^{\circ}\text{C} = 6 \times 273^{\circ}\text{C},$$

le temps correspondant à 0° sera

$$\frac{1}{\sqrt{6}} 6.24 \times 10^{-9} = 2.6 \times 10^{-9}.$$

Nous obtenons ainsi une valeur supérieure à celle que nous pouvions attendre, même en supposant l'ion potassium non chargé. Donc, autant qu'on puisse en tenir compte, ce résultat est contraire à l'hypothèse que la charge de l'ion accroît notablement le nombre de ses collisions avec les molécules qui l'environnent.

Charges des ions.

39. Nous avons vu, page 43, que le coefficient D de diffusion d'un ion à travers un gaz était relié à sa mobilité u à travers ce même gaz par l'expression

$$\frac{u}{D} = \frac{Ne}{H},$$

N étant le nombre de molécules existant dans 1^{cm^3} du gaz à la pression de H dynes par centimètre carré. Il faut rappeler que cette relation a été obtenue en supposant qu'un certain nombre d'ions, dans un volume donné, donnent naissance à la même pression que

(1) MOREAU, *Annales de Chimie et de Physique*, 7^e série, t. XXX, 1903, p. 5.

le même nombre de molécules d'un gaz parfait à la même température. En d'autres termes, que au point de vue de la pression, les ions se comportent comme un gaz parfait. Or, nous avons vu que les ions dans un gaz à la pression atmosphérique sont probablement des agrégats beaucoup plus complexes que les molécules d'un gaz parfait, nous devons donc considérer cette hypothèse comme une simple approximation; hypothèse qui cesserait d'être admissible si les ions étaient aussi gros que ceux que l'on trouve dans les parties les plus froides des flammes ou au voisinage d'un fil incandescent.

Prenant les valeurs de D données par Townsend et (I) les valeurs de u données par Rutherford, (II) celles données par Zeleny, nous obtenons les valeurs suivantes de $Ne \times 10^{-10}$, e étant exprimé en unités électrostatiques.

Des expériences de Rutherford sur les mobilités moyennes des ions dans les gaz, et des moyennes des coefficients de diffusion donnés par Townsend, nous tirons

I.

Gaz.	$Ne \times 10^{-10}$.
Air.....	1,35
Oxygène.....	1,25
Acide carbonique.....	1,30
Hydrogène.....	1,00

Des valeurs des mobilités des ions données par Zeleny et des valeurs obtenues par Townsend pour les coefficients de diffusion nous tirons

II.

Gaz.	Gaz humide :		Gaz sec :	
	Ions positifs.	Ions négatifs.	Ions positifs.	Ions négatifs.
Air.....	1,28	1,29	1,46	1,31
Oxygène.....	1,34	1,27	1,63	1,36
Acide carbonique.	1,01	0,87	0,99	0,93
Hydrogène.....	1,24	1,18	1,63	1,25

Puisque l'unité électromagnétique de quantité d'électricité, c'est-à-dire 3×10^{10} unités électrostatiques, libère en passant dans l'eau acidulée 1 cm^3 d'hydrogène à 15° C . et à la pression de 760 mm , puisque dans 1 cm^3 de gaz il y a $2,46\text{ N}$ atomes d'hydrogène, nous avons, en représentant par E la charge en unités électrostatiques transportée par l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse des solutions,

$$2.46 NE = 3 \times 10^{10},$$

$$NE = 1,22 \times 10^{10}.$$

La moyenne de toutes les valeurs de NE dans les Tables I et II est $1,24 \times 10^{10}$.

Nous concluons alors :

1° Que les charges transportées par les ions gazeux sont les mêmes que ceux-ci aient été produits dans l'air, l'oxygène, l'hydrogène, l'acide carbonique;

2° Que cette charge est égale à celle transportée par l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse des solutions.

La preuve de l'égalité des charges transportées par les ions dans les différents gaz a été obtenue pour la première fois par l'auteur, au moyen de mesures directes des charges transportées par les ions gazeux. Quoique les variations que l'on constate dans les valeurs de Ne données dans les Tables I et II soient supérieures à celles que nous pouvions attendre de la précision des expériences, elles ne sont pas assez régulières pour permettre d'en tirer des conclusions. Ainsi, par exemple, dans la Table I, Ne est considérablement plus grand pour l'acide carbonique que pour l'hydrogène, tandis que dans la Table II il est beaucoup plus petit. Il ne faut pas oublier aussi que nous sommes arrivés à ces résultats en supposant que les ions, si complexes, se comportaient comme des gaz parfaits. Si l'on supposait qu'ils se comportent comme des vapeurs complexes, on obtiendrait des valeurs trop fortes.

*Courants produits dans le gaz par le mouvement des ions
à son travers.*

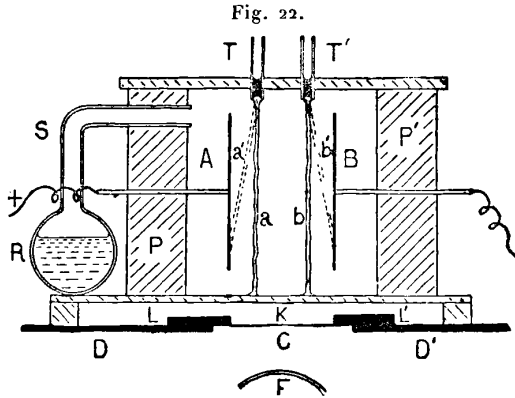
40. Puisque les ions chargés, quand ils se trouvent dans un champ électrique, prennent un mouvement régulier sans accélération, la force exercée par le champ sur les ions se transmet au gaz.

Ainsi, quand il y aura dans une région excès d'ions d'un même signe, il y aura en cette même région une force résultante agissant sur le gaz, et qui donnera naissance à des courants gazeux. Dans le cas d'un courant qui circule à travers un gaz ionisé entre des plaques métalliques parallèles, il y a, comme nous le verrons au paragraphe suivant, excès d'ions positifs dans la couche de gaz au voisinage de la plaque négative et excès d'ions négatifs au voisinage de la positive. Sur ces couches agissent donc des forces qui tendent à les entraîner vers leurs plaques respectives.

Si les plaques étaient infinies, ces forces seraient équilibrées par un excès de pression au voisinage des plaques. Mais, si elles ont des

dimensions finies, le gaz s'écoulera par derrière elles et il se produira ainsi un système de courants. Zeleny a observé ces courants avec l'appareil représenté figure 22.

A et B sont deux plaques métalliques parallèles reliées aux pôles opposés d'une batterie. Elles sont enfermées dans une boîte dont les



parois P, P' sont formées par des blocs de paraffine, tandis que les deux autres côtés sont constitués par des glaces permettant d'observer à l'intérieur. Le fond de la boîte est en bois. Les rayons de Röntgen passent à son travers et ionisent le gaz entre les plaques. Le vase R contient une solution d'ammoniaque; du gaz ammoniac s'en échappe par le tube S et pénètre dans la boîte. Les tubes T et T' contiennent des gouttes d'acide chlorhydrique; les particules de chlorure d'ammonium formées à leurs extrémités aux points où l'acide chlorhydrique vient en contact avec l'ammoniaque tombent lentement en produisant des courants verticaux de fumées blanches bien limités *a* et *b*, près des plaques A et B. Ces courants restent verticaux aussi longtemps que les rayons de Röntgen et le champ électrique n'agissent pas simultanément. Mais si pendant l'action du champ électrique on expose le gaz aux rayons, les courants sont déviés vers les plaques comme l'indiquent les lignes pointillées sur la figure. Pour montrer que ce phénomène n'était pas dû à des charges des particules solides de chlorure d'ammonium, l'expérience fut répétée avec des courants d'acide carbonique, la différence d'indice entre ce gaz et l'air étant suffisante pour rendre les courants visibles. On trouva que, comme ceux de chlorure d'ammonium, ils étaient déviés vers les plaques.

41. Pour faciliter les recherches, nous donnons une Table renfer-

mant les résultats des déterminations des mobilités ioniques. Les mobilités sont exprimées en centimètres par seconde. $V+$ et $V-$ représentent respectivement les mobilités des ions positifs et négatifs, V la moyenne de ces mobilités.

MOBILITÉS DES IONS.

Ions produits par les rayons de Röntgen.

Gaz.	V +	V -	V	Observateur.
Air	»	»	1,6	Rutherford
Air sec.....	1,36	1,87	1,61	Zeleny
Air humide.....	1,37	1,51	1,44	Zeleny
Oxygène.....	»	»	1,4	Rutherford
Oxygène sec.....	1,36	1,80	1,58	Zeleny
Oxygène humide.....	1,29	1,52	1,405	Zeleny
Acide carbonique.....	»	»	1,07	Rutherford
Acide carbonique sec....	0,76	0,81	0,78	Zeleny
Acide carbonique humide.	0,82	0,75	0,78	Zeleny
Hydrogène.....	»	»	5	Rutherford
Hydrogène sec.....	6,70	7,95	7,2	Zeleny
Hydrogène humide.....	5,30	5,60	5,45	Zeleny
Azote.....	»	»	1,6	Rutherford
Acide sulfureux.....	»	»	0,5	Rutherford
Acide chlorhydrique....	»	»	1,27	Rutherford
Chlore.....	»	»	1,0	Rutherford
Hélium sec.....	1,42	2,03	1,72	Edmunds

Ions produits par la lumière ultra-violette.

Air.....	»	1,4	»	Rutherford
Hydrogène.....	»	3,9	»	Rutherford
Acide carbonique.....	»	0,78	»	Rutherford

Ions des flammes.

Mobilités variant de 0,04 à 0,23..... Mac Clelland

Ions mis en liberté par des actions chimiques.

Mobilités de l'ordre 0,0005..... Bloch

Ions dans la décharge par une pointe.

Hydrogène.....	5,4	7,43	6,41	Chattock
Acide carbonique.....	0,83	0,925	0,88	Chattock
Air.....	1,32	1,80	1,55	Chattock
Oxygène.....	1,30	1,85	1,57	Chattock

Gradient de potentiel entre deux plaques parallèles plongées dans un gaz ionisé et maintenues à des potentiels différents.

42. Zeleny (1) le premier et, indépendamment de lui, Child (2) montrèrent que lorsqu'il y a passage d'électricité entre deux plaques plongées dans un gaz ionisé le gradient de potentiel entre elles n'est pas uniforme, sa valeur étant plus grande au voisinage des électrodes. On peut mesurer la différence de potentiel qui existe entre une des plaques et un point du gaz en faisant écouler en ce point des gouttelettes d'eau ou de mercure; mais il est plus commode d'y placer un fil métallique qui en prendra finalement le potentiel. Quand on se sert du fil, il est nécessaire de prendre quelques précautions. D'abord, si les ions sont en petit nombre dans le gaz, le fil n'atteindra son potentiel que très lentement, et il est important d'employer un instrument de mesure de faible capacité. Il est par suite souvent préférable de mesurer le potentiel du fil avec un électroscope à feuilles d'or au lieu d'employer un électromètre à quadrants, malgré sa plus grande sensibilité, car sa capacité est beaucoup plus considérable. Il ne faut pas non plus oublier que, si le fil se trouve dans une région où les ions sont tous de même signe, son potentiel ne peut varier que dans un seul sens; ainsi, s'il se trouve dans une région où existent seulement des ions positifs, son potentiel ne peut que croître. Si donc accidentellement son potentiel s'élève trop haut, il ne peut plus décroître pour atteindre sa valeur vraie.

La figure 23 donne, d'après Zeleny, une courbe caractéristique de la distribution du potentiel entre les plaques. On voit que le gradient est uniforme aux alentours du centre du champ, mais qu'il croît rapidement au voisinage des plaques, cet effet étant d'ailleurs plus marqué du côté de la plaque négative que du côté de la positive. L'équation $\frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi\rho$, où V est le potentiel du point situé à une distance x de la plaque et ρ la densité électrique en ce point, nous permet, connaissant la distribution du potentiel, de calculer la densité électrique en un point situé entre les plaques. Les densités électriques correspondant à la courbe des potentiels (fig. 23) sont données sur la figure 24.

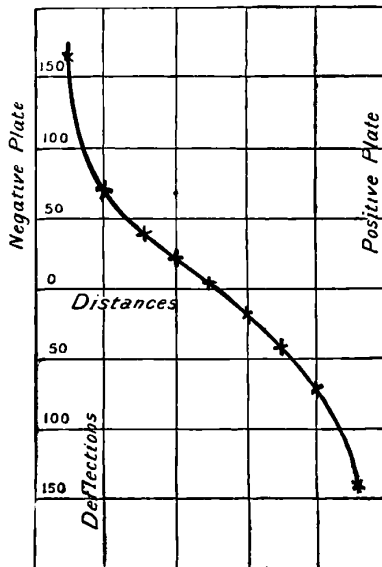
(1) ZELENY, *Phil. Mag.*, V, 46, 1898, p. 120.

(2) CHILD, *Wied. Ann.*, t. LXV, 1898, p. 152.

Nous voyons que, au voisinage de la plaque positive, il y a excès d'électricité négative et au voisinage de la plaque négative excès d'électricité positive.

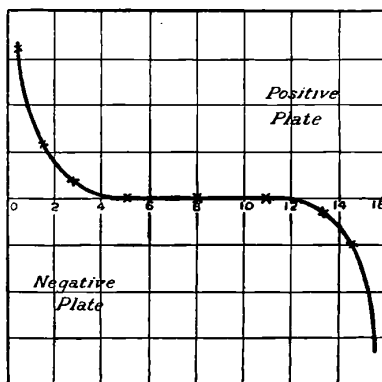
Dans le cas des faibles différences de potentiel employées dans

Fig. 23.



ces expériences, les régions où existe un excès d'électricité d'un signe déterminé se trouvent au voisinage immédiat des plaques; la

Fig. 24.



densité de l'électricité libre est extrêmement faible dans la partie centrale du champ. Si l'on avait employé une différence de potentiel

plus considérable, les régions où se trouve de l'électricité libre se seraient étendues et avec de très grandes différences de potentiel auraient rempli tout l'intervalle entre les plaques. Dans l'exemple que nous avons cité, la plus grande densité électrique est d'environ 2×10^{-4} C. G. S. électrostatique. La charge d'un ion, exprimée avec les mêmes unités, étant d'environ 3.5×10^{-10} , on voit que les ions positifs sont 6×10^5 fois plus nombreux par centimètre cube que les ions négatifs. En supposant le nombre de molécules contenues dans 1 cm^3 de gaz égal à 3.5×10^{19} , le rapport de l'excès d'ions d'un même signe au nombre total de molécules est seulement de 1.6×10^{-14} . Comme la plus grande partie des ions négatifs se trouve loin de la plaque négative, ce nombre représentera approximativement le rapport du nombre d'ions libres au nombre de molécules.

Cet exemple nous montre très clairement qu'il suffit d'une bien faible ionisation pour expliquer les phénomènes de la conductibilité électrique des gaz.

CHAPITRE III.

THÉORIE MATHÉMATIQUE DU PASSAGE DE L'ÉLECTRICITÉ A TRAVERS UN GAZ RENFERMANT DES IONS.

43. Nous allons développer maintenant la théorie de la conductibilité électrique d'un gaz ionisé dans l'hypothèse où les vitesses des ions sont proportionnelles à la force électrique qui agit sur eux. Nous considérerons le cas de deux plaques métalliques parallèles infinies, maintenues à des potentiels différents et plongées dans un gaz ionisé. Les lignes de force électriques sont partout perpendiculaires aux plaques; elles sont ainsi toutes parallèles à une ligne que nous prendrons comme axe des x .

Soient n_1 et n_2 les nombres respectifs d'ions positifs et négatifs par unité de volume, au point de coordonnée x . Soit q le nombre d'ions positifs et négatifs produits en ce point par unité de volume pendant l'unité de temps sous l'influence de l'agent ionisant. Soit X la force électrique en ce point, k_1 , k_2 les mobilités des ions positifs et négatifs; leurs vitesses en ce point sont donc respectivement $k_1 X$ et $k_2 X$. Soit e la charge d'un ion. La densité électrique en volume supposée entièrement due à la présence des ions est $(n_1 - n_2)e$; par suite, nous avons

$$(1) \quad \frac{dX}{dx} = 4\pi(n_1 - n_2)e.$$

Si i est le courant qui traverse l'unité d'aire dans le gaz et si nous négligeons tout mouvement des ions autre que celui provoqué par le champ électrique, nous avons

$$(2) \quad n_1 e k_1 X + n_2 e k_2 X = i.$$

Des équations (1) et (2) nous tirons

$$(3) \quad n_1 e = \frac{i}{k_1 + k_2} \left(\frac{i}{X} + \frac{k_2}{4\pi} \frac{dX}{dx} \right),$$

$$(4) \quad n_2 e = \frac{i}{k_1 + k_2} \left(\frac{i}{X} - \frac{k_1}{4\pi} \frac{dX}{dx} \right).$$

Si nous déterminons la distribution de la force électrique entre les plaques, nous pouvons, à partir de ces équations, connaissant k_1 et k_2 , déterminer n_1 et n_2 , ou bien si en plus de la distribution de la force électrique nous mesurons par la méthode indiquée précédemment n_1 et n_2 en des points différents du champ, nous pouvons nous servir de ces équations pour déterminer k_1 et k_2 , mobilités des ions.

Quand le gaz a atteint un état permanent, le nombre des ions positifs et négatifs par unité de volume doit rester constant dans le temps; la perte en ions doit être, par suite, compensée par un gain égal. Or la perte en ions provient de la recombinaison des ions positifs et négatifs. Ceux-ci viennent se heurter les uns contre les autres, et d'un certain nombre de ces collisions résultent des recombinaisons d'ions positifs et négatifs qui formeront ensuite un système unique, électriquement neutre et n'agissant plus comme ion. Le nombre de collisions par unité de volume et par unité de temps est proportionnel à $n_1 n_2$. Nous supposons que le nombre des ions positifs et négatifs qui se recombinent par unité de volume et par unité de temps est $\alpha n_1 n_2$. Cette expression représente la vitesse avec laquelle l'unité de volume perd des ions positifs et négatifs en raison de leurs recombinaisons; par suite de l'ionisation, elle en gagne avec une vitesse q , et par suite de leur mouvement sous l'action de la force électrique, elle perd des ions positifs avec une vitesse $\frac{d}{dx}(n_1 k_1 X)$ et des ions négatifs avec une vitesse $-\frac{d}{dx}(n_2 k_2 X)$.

Les phénomènes de diffusion occasionnent par unité de volume des pertes en ions positifs et négatifs avec des vitesses

$$-D_1 \frac{d^2 n_1}{dx^2}, \quad -D_2 \frac{d^2 n_2}{dx^2},$$

D_1 et D_2 étant les coefficients de diffusion des ions positifs et des ions négatifs.

Sauf dans le cas où le champ électrique est très faible, le mouvement des ions provoqué par la diffusion est, à part quelques cas exceptionnels, insignifiant en comparaison de celui qui se produit sous l'action du champ. Nous ne tiendrons donc pas compte pour le moment de la diffusion.

Or, le gaz ayant atteint l'état permanent, nous avons

$$(5) \quad \frac{d}{dx}(n_1 k_1 X) = q - \alpha n_1 n_2,$$

$$(6) \quad -\frac{d}{dx}(n_2 k_2 X) = q - \alpha n_1 n_2.$$

Si k_1 et k_2 sont constants en tous les points du champ, les équations (1), (5), (6) nous donnent

$$(7) \quad \frac{d^2 X^2}{dx^2} = 8\pi e (q - \alpha n_1 n_2) \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right).$$

Grâce à cette équation, si nous connaissons la distribution de X^2 entre les plaques, nous pouvons déterminer en chaque point si c'est l'ionisation ou la recombinaison qui prédomine. D'après (7) en effet, $q - \alpha n_1 n_2$ et $\frac{d^2 X^2}{dx^2}$ ont le même signe; donc, quand l'ionisation l'emporte sur la recombinaison $q - \alpha n_1 n_2$ est positif, $\frac{d^2 X^2}{dx^2}$ l'est également et la courbe qui a X^2 pour ordonnée est convexe du côté de l'axe des x . Si la recombinaison prédomine, la courbe des X^2 est au contraire concave du côté de ce même axe.

Si nous substituons dans l'équation (7) les valeurs de n_1 et n_2 données par (3) et (4), nous avons

$$(8) \quad \frac{d^2 X^2}{dx^2} = 8\pi e \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right) \left[q - \frac{\alpha}{e^2 X^2 k_1 + k_2} \left(i + \frac{k_2}{8\pi} \frac{dX^2}{dx} \right) \left(i - \frac{k_1}{8\pi} \frac{dX^2}{dx} \right) \right].$$

Je n'ai pu obtenir de solution générale de cette équation différentielle, sauf dans le cas où q est constant et où $k_1 = k_2$. Dans ce cas, posant

$$X^2 = y \quad \text{et} \quad \frac{dy}{dx} = p,$$

nous obtenons, en remplaçant k_1 et k_2 par k ,

$$(9) \quad p \frac{dp}{dy} = \frac{16\pi e}{k} \left[q - \frac{\alpha}{4e^2 k^2} y \left(i^2 - \frac{k^2 p^2}{64\pi^2} \right) \right].$$

En intégrant nous avons

$$(10) \quad \frac{k^2 p^2}{64\pi^2} - i^2 = \frac{qek}{2\pi \left(i - \frac{\alpha}{8\pi ek} \right)} y + C y^{\frac{\alpha}{8\pi ek}},$$

où C est la constante d'intégration.

Cette équation nous permet de trouver le rapport de X_0 , force électrique au milieu de l'intervalle entre les plaques, à X_1 , force électrique au voisinage de l'une d'elles. Lorsque en effet $k_1 = k_2$, la distribution de la force électrique est symétrique et par suite au milieu de l'intervalle entre les deux plaques $\frac{dX}{dx} = 0$ et $p = 0$.

Supposons encore que nous soyons dans un cas semblable à celui

de la figure 24, où l'on n'a pas d'électricité libre au voisinage du milieu des plaques, de telle sorte que $\frac{d^2 X}{dx^2}$ disparaisse. D'après (9) et (10), nous avons

$$(11) \quad \begin{aligned} X_0^2 &= \frac{\alpha i^2}{4 e^2 k^2 q}, \\ -X_0^2 \frac{4 k^2 e^2 q}{\alpha} &= CX_0 \frac{\alpha}{4 \pi e k}, \\ 1 - \frac{\alpha}{8 \pi e k} & \end{aligned}$$

Sur la plaque positive $n_1 = 0$ et sur la plaque négative $n_2 = 0$, donc sur l'une ou l'autre des plaques $n_1 n_2 = 0$; mais

$$n_1 n_2 = \frac{1}{4 k^2 e^2 X^2} \left(i^2 - \frac{k^2 p^2}{64 \pi^2} \right).$$

Par suite, si X_1 est la valeur de X sur l'une ou l'autre des plaques, nous avons

$$(12) \quad \frac{-X_1^2 \frac{q e k}{2 \pi}}{\alpha} = CX_1 \frac{\alpha}{4 \pi e k},$$

D'où, d'après (11) et (12),

$$\frac{8 \pi k e}{\alpha} = \left(\frac{X_0}{X_1} \right)^{\frac{\alpha}{4 \pi e k}}$$

ou, en posant

$$\beta = \frac{8 \pi k e}{\alpha},$$

nous avons

$$\frac{X_0^2}{X_1^2} = \beta^{1-\beta}.$$

Nous voyons par cette équation que $\frac{X_0}{X_1}$ n'est jamais supérieur à l'unité, puisque $\frac{\beta}{\beta^{1-\beta}}$ diminue de 1 à 0 lorsque β croît de 0 à ∞ . β ne renfermant ni q ni i , le rapport des forces électriques ne doit dépendre ni de l'intensité de l'ionisation, ni de celle du courant qui circule entre les plaques. Pour l'air à la pression atmosphérique $k = 480$ (l'unité électrostatique étant égale à 300 volts par centimètre), $\alpha =$ environ $1,2 \times 10^{-6}$ et $e = 3,5 \times 10^{-10}$. En substituant ces valeurs, nous trouvons $\beta = 3,9$ pour l'air à la pression atmosphérique; k étant inversement proportionnel à la pression, β lui est également inversement proportionnel et a ainsi une grande valeur pour une pression de quelques millimètres de mercure. Supposons

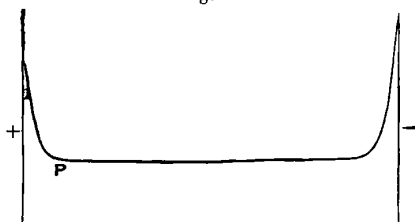
$\beta = 4$, nous trouvons

$$\frac{X_1}{X_0} = 4^{\frac{2}{3}} = 2,51 \text{ environ.}$$

Pour de basses pressions la valeur de β est grande; dans ce cas, $\frac{X_1}{X_0} = \beta^{\frac{1}{2}}$ approximativement et $\frac{X_1}{X_0}$ varie en raison inverse de la racine carrée de la pression.

Les expériences que nous avons décrites, relatives à la distribution de la force électrique entre les plaques, nous montrent que, lorsque le courant est faible, les régions où X diffère sensiblement de X_0 sont confinées au voisinage des plaques. La distribution de X entre elles est représentée par la courbe (fig. 25). Nous pouvons

Fig. 25.



trouver facilement une limite inférieure de λ , épaisseur de ces régions. Soit P un point situé sur la limite de la couche au voisinage de l'électrode. X devenant constant en P, il y a autant d'ions positifs que de négatifs par unité de volume, et, si les mobilités des ions sont les mêmes, la moitié du courant doit être transportée par les ions positifs et l'autre moitié par les ions négatifs.

Ainsi, si i est le courant par unité de surface et e la charge d'un ion, $\frac{i}{2e}$ ions positifs doivent pendant l'unité de temps traverser l'unité d'aire d'un plan situé en P, et tous ces ions positifs doivent être produits dans la région comprise entre P et la plaque positive. Si λ est l'épaisseur de la couche, le nombre d'ions positifs produits par unité de temps et correspondant à chaque unité d'aire de la plaque est $q\lambda$; le nombre de ceux qui traversent l'unité d'aire au point P ne peut donc être supérieur à $q\lambda$ et ne peut lui être égal que s'il n'y a pas de recombinaison des ions entre P et la plaque positive. Donc

$$q\lambda > \frac{i}{2e}$$

ou

$$\lambda > \frac{i}{2qe},$$

$\frac{i}{2qe}$ est donc une limite inférieure de λ . Si I est le courant maximum, l la distance entre les plaques

$$I = qle;$$

par conséquent, $\frac{i}{2I}$ est une limite inférieure de $\frac{\lambda}{l}$,

44. Quoique nous ne puissions trouver une solution générale des équations (1), (2), (5), (6), lorsque k_1 n'est pas égal à k_2 , nous voyons immédiatement qu'une solution particulière en est donnée par

$$\begin{aligned} n_1 &= n_2 = \left(\frac{q}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}}, \\ k_1 n_1 X e &= \frac{k_1}{k_1 + k_2} i, \\ k_2 n_2 X e &= \frac{k_2}{k_1 + k_2} i, \\ X &= \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{i}{e(k_1 + k_2)}. \end{aligned}$$

Cette solution correspond à une valeur constante de la force électrique entre les plaques et indique que le rapport des courants transportés respectivement par les ions positifs et négatifs est le même que le rapport des mobilités de ces ions.

Cette solution, qui est applicable à la partie centrale du champ, n'est cependant pas valable au voisinage des plaques. Supposons en effet que P soit un point situé entre elles et pour lequel cette solution soit valable. Dans ce cas à travers l'unité d'aire au point P

$$\frac{ik_1}{(k_1 + k_2)e}$$

ions positifs passent pendant l'unité de temps, et ils doivent venir de la région comprise entre P et la plaque positive. Si la distance de P à cette plaque est λ , cette région ne peut fournir plus de $q\lambda$ ions positifs dans l'unité de temps, et cela seulement qu'autant qu'il n'y a pas de recombinaisons. La solution particulière précédente ne peut donc s'appliquer à une distance de la plaque positive inférieure à

$$\frac{k_1}{k_1 + k_2} \frac{i}{qe}.$$

De même, elle ne peut s'appliquer à une distance de la plaque négative inférieure à

$$\frac{k_2}{k_1 + k_2} \frac{i}{qe}.$$

Nous admettrons qu'elle s'applique à des distances des plaques supérieures aux valeurs précédentes et de plus que dans les couches où elle ne s'applique pas, il n'y a pas de recombinaison.

Considérons ce qui se passe vers la plaque positive entre $x = 0$ et $x = \lambda_1$, λ_1 étant égal à

$$\frac{k_1}{k_1 + k_2} \frac{i}{qe}.$$

Puisque dans cette région il n'y a pas de recombinaison, les équations (1), (5) et (6) deviennent

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi(n_1 - n_2),$$

$$\frac{d}{dx}(k_1 n_1 X) = q,$$

$$\frac{d}{dx}(k_2 n_2 X) = -q.$$

Si q est constant, nous avons

$$k_1 n_1 X = qx,$$

$$k_2 n_2 X = \frac{i}{e} - qx,$$

la constante d'intégration étant choisie de telle sorte que $n_1 = 0$ pour $x = 0$. Substituant ces valeurs de n_1 et de n_2 dans l'équation donnant $\frac{dX}{dx}$, nous avons

$$X \frac{dX}{dx} = 4\pi e \left[qx \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right) - \frac{i}{ek_2} \right]$$

ou

$$(13) \quad X^2 = 8\pi e \left[\frac{1}{2} qx^2 \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right) - \frac{ix}{ek_2} \right] + C,$$

C étant une constante qu'on peut déterminer par la condition que lorsque $x = \lambda_1$

$$X^2 = \frac{\alpha}{q} \frac{i^2}{e^2(k_1 + k_2)^2}.$$

D'où

$$C = \frac{\alpha}{q} \frac{i^2}{e^2(k_1 + k_2)^2} \left[1 + \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{k_1}{k_2} (k_1 + k_2) \right].$$

C est la valeur de X^2 pour $x = 0$, c'est-à-dire pour la plaque positive. Si nous désignons cette valeur par X_1 , X_0 étant la valeur constante de X entre les plaques, nous avons

$$X_1 = X_0 \left[1 + \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{k_1}{k_2} (k_1 + k_2) \right]^{\frac{1}{2}}.$$

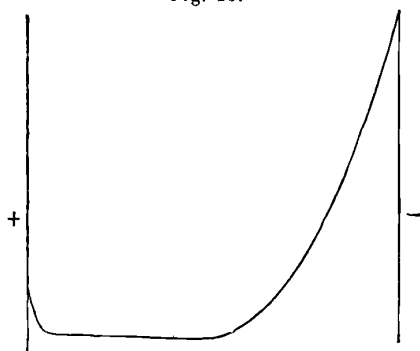
Ainsi X_1 est toujours supérieur à X_0 , et le rapport $\frac{X_1}{X_0}$ est indépendant de la valeur de l'ionisation et de l'intensité du courant.

Si X_2 est la valeur de X sur la plaque négative, nous pouvons montrer d'une manière analogue que

$$X_2 = X_0 \left[1 + \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{k_2}{k_1} (k_1 + k_2) \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Si donc k_2 mobilité de l'ion négatif est très grand devant k_1 , mobilité de l'ion positif, la valeur prise par X sur la plaque négative sera grande devant celle qu'il atteint sur la positive et l'épaisseur de la couche à l'intérieur de laquelle X est variable sera plus grande du côté négatif que du côté positif. La figure 26 donne une courbe

Fig. 26.



représentant dans ce cas la distribution de l'intensité électrique entre les plaques.

Si nous posons

$$\beta_1 = \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{k_1}{k_2} (k_1 + k_2), \quad \beta_2 = \frac{4\pi e}{\alpha} \frac{k_2}{k_1} (k_1 + k_2),$$

nous avons

$$X_1 = X_0 (1 + \beta_1)^{\frac{1}{2}},$$

$$X_2 = X_0 (1 + \beta_2)^{\frac{1}{2}}$$

Si β_1 et β_2 sont grands, ces équations donnent approximativement

$$X_1 = X_0 \beta_1^{\frac{1}{2}},$$

$$X_2 = X_0 \beta_2^{\frac{1}{2}}.$$

Dans le cas particulier où les mobilités des ions positifs et négatifs sont égales, $\beta_1 = \beta_2$ et $\frac{X_1}{X_0} = \left(\frac{8\pi e k_1}{\alpha} \right)^{\frac{1}{2}}$.

Ceci concorde lorsque β est grand avec le résultat trouvé page 86, par une méthode indépendante.

La chute de potentiel V_1 à travers la couche voisine de la plaque positive d'épaisseur λ_1 est égale à

$$\int_0^{\lambda_1} X dx.$$

Substituant la valeur de X donnée par l'équation (13) et intégrant, nous trouvons

$$\begin{aligned} V_1 &= \frac{1}{2} X_1 \lambda_1 + \frac{1}{2} \frac{X_0 \lambda_1}{\sqrt{\beta_1}} \log(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{1 + \beta_1}) \\ &= \frac{1}{2} X_0 \lambda_1 \left[(1 + \beta_1)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \log(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{1 + \beta_1}) \right]. \end{aligned}$$

Puisque

$$X_0 = \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{i}{e(k_1 + k_2)} \quad \text{et} \quad \lambda_1 = \frac{k_1}{k_1 + k_2} \frac{i}{qe},$$

$$(14) \quad V_1 = \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{3}{2}}} \frac{i^2 k_1}{e^2 (k_1 + k_2)^2} \left[(1 + \beta_1)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \log(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{1 + \beta_1}) \right].$$

Ainsi la chute de potentiel au travers de cette couche est proportionnelle au carré du courant.

Si V_2 désigne la chute de potentiel au passage de la couche négative, nous trouvons de même

$$V_2 = \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{3}{2}}} \frac{i^2 k_2}{e^2 (k_1 + k_2)^2} \left[(1 + \beta_2)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\sqrt{\beta_2}} \log(\sqrt{\beta_2} + \sqrt{1 + \beta_2}) \right].$$

Si β_1 et β_2 sont très grands, nous avons approximativement

$$\begin{aligned} V_1 &= \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{3}{2}}} \frac{i^2}{e^2} \frac{k_1}{(k_1 + k_2)^2} \beta_1^{\frac{1}{2}}, \\ V_2 &= \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{3}{2}}} \frac{i^2}{e^2} \frac{k_2}{(k_1 + k_2)^2} \beta_2^{\frac{1}{2}}. \end{aligned}$$

Substituant les valeurs de β_1 et β_2 , nous trouvons

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{k_1^2}{k_2^2},$$

c'est-à-dire que les chutes de potentiel au voisinage des plaques positives et négatives sont proportionnelles aux carrés des mobilités des ions correspondants.

Considérons maintenant comment varie la chute de potentiel avec la pression du gaz. Si p est la pression, k_1 et k_2 sont inversement proportionnels à p , et q lui est directement proportionnel. On voit par suite que pour un courant donné V_1 et V_2 varient en raison inverse de p .

Relation entre la différence de potentiel entre les plaques et le courant.

45. La chute de potentiel entre les plaques se compose de plusieurs termes : ceux que nous avons déjà calculés et se rapportant aux régions voisines des plaques, et celui qui correspond à la couche où l'intensité de la force électrique est constante et égale à X_0 . La longueur de cet espace est $l - (\lambda_1 + \lambda_2)$, l étant la distance entre les plaques; or $\lambda_1 + \lambda_2$ est égal à $\frac{i}{qe}$, la chute de potentiel correspondante est donc égale à

$$X_0 \left(l - \frac{i}{qe} \right)$$

ou

$$\left(\frac{x}{q} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{i}{e(k_1 + k_2)} \left(l - \frac{i}{qe} \right);$$

ajoutant à ces valeurs celles des chutes de potentiel au passage des couches contiguës aux plaques, nous obtenons, si V désigne la différence de potentiel entre elles,

$$(15) \quad V = \frac{1}{2} \frac{\alpha^{\frac{1}{2}}}{q^{\frac{3}{2}}} \frac{i^2}{e^2(k_1 + k_2)^2} \left[\begin{aligned} & k_1(1 + \beta_1)^{\frac{1}{2}} + \frac{k_1}{\sqrt{\beta_1}} \log(\sqrt{\beta_1} + \sqrt{1 + \beta_1}) \\ & + k_2(1 + \beta_2)^{\frac{1}{2}} + \frac{k_2}{\sqrt{\beta_2}} \log(\sqrt{\beta_2} + \sqrt{1 + \beta_2}) \end{aligned} \right] \\ + \frac{1}{q^2} \frac{i}{e(k_1 + k_2)} \left(l - \frac{i}{qe} \right).$$

Cette équation est de la forme

$$V = A i^2 + B i,$$

par suite la courbe ayant pour ordonnée i et pour abscisse V est une parabole. Cette équation cesse de se rapprocher de la vérité lorsque les deux couches que nous avons considérées au voisinage des plaques se touchent, c'est-à-dire lorsque $\lambda_1 + \lambda_2 = l$ ou $i = qel$. Dans ce cas le courant qui passe est le plus intense qui puisse être transporté

par le gaz ionisé. La valeur minima de la différence de potentiel nécessaire pour le produire s'obtient en faisant $i = qel$ dans l'équation (15). Nous voyons donc que la différence de potentiel nécessaire pour produire la saturation est proportionnelle au carré de la distance entre les plaques et à la racine carrée de l'intensité de l'ionisation.

46. L'étude de la distribution de l'intensité de la force électrique entre les plaques quand passe le courant maximum donne un moyen commode pour déterminer le rapport des mobilités des ions positifs et négatifs. Puisque dans ce cas, en effet, il n'y a pas de recombinaison, les équations (5) et (6), page 84, donnent

$$(16) \quad k_1 n_1 X = qx,$$

$$(17) \quad k_2 n_2 X = q(l - x),$$

x étant mesuré à partir de la plaque positive. Pour le point situé entre les plaques et où la force est minimum,

$$\frac{dX}{dx} = 0 = 4\pi(n_1 - n_2)e,$$

donc en ce point $n_1 = n_2$, si donc x est la distance du point P où X est minimum à la plaque positive, nous avons, d'après les équations (16) et (17),

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{x}{l - x}.$$

Ainsi le rapport des mobilités des ions positifs et négatifs est égal au rapport des distances du point P aux plaques positives et négatives. Si nous avons déterminé P en mesurant la distribution du potentiel entre les plaques, nous pouvons en déduire immédiatement le rapport des mobilités.

47. Mie ⁽¹⁾ a obtenu par approximations successives les solutions de l'équation (8), page 85 : 1° dans le cas où le courant est seulement une faible fraction du courant de saturation; 2° lorsque le courant est presque saturé.

Les résultats de ces recherches sont donnés (fig. 27 et 28). La figure 27 représente la distribution de la force électrique le long du courant pour des valeurs différentes de ce dernier exprimées en fonction du courant de saturation. On peut voir que tant que le courant n'atteint pas environ $\frac{1}{3}$ de sa valeur maximum le type de solution est de la forme indiquée p. 87, c'est-à-dire, force électrique constante,

(1) MIE, *Ann. der Physik.*, t. XIII, 1904, p. 857.

sauf au voisinage des électrodes où celle-ci croît rapidement. Dans la figure 28, les quantités marquées $\sqrt{z_0}$, $\sqrt{z_A}$, $\sqrt{z_K}$ sont respectivement proportionnelles au rapport de la force électrique minima, aux forces à l'anode, à la cathode et au courant. Le résultat donné par la solution de la page 86, à savoir que le rapport des forces électriques au voisinage

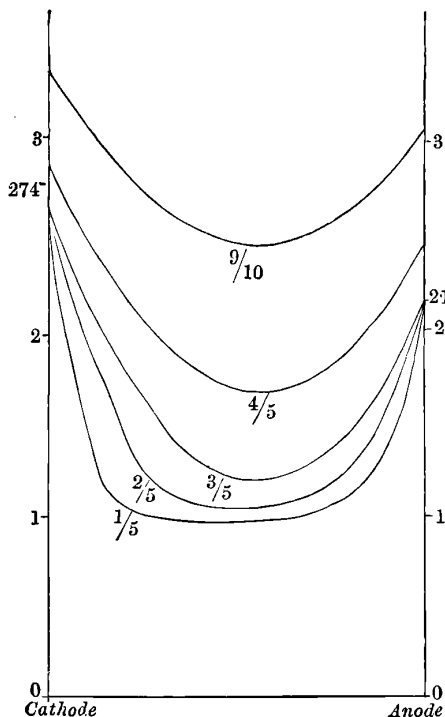


Fig. 27.

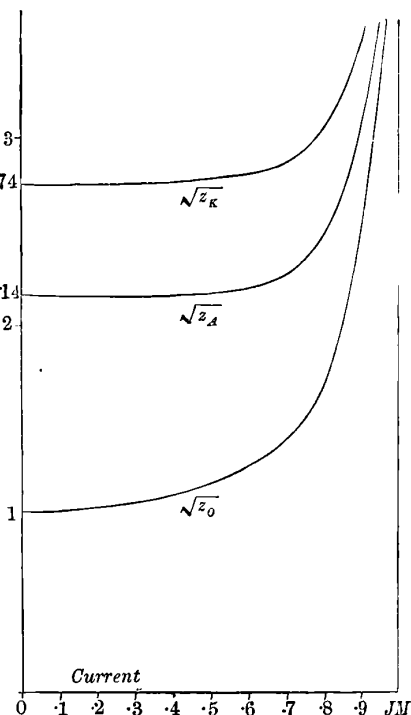


Fig. 28.

des électrodes à la force électrique minima, est indépendant du courant est ici mis en évidence pour des valeurs du courant comprises entre des limites étendues. G.-W. WALKER (*Phil. Mag.*, nov. 1904) et Robb (*Phil. Mag.*, août et décembre 1905) ont donné des solutions de l'équation (7) pour des pressions choisies, de façon à donner à $\frac{z}{4\pi ek}$ des valeurs particulières.

Cas où la mobilité de l'un des ions est très grande vis-à-vis de celle de l'autre.

48. Le cas où la mobilité de l'ion négatif est très grande vis-à-vis de celle de l'ion positif est d'une grande importance et susceptible

d'une solution complète. Nous pouvons obtenir l'équation donnant la valeur de X, force électrique, en faisant $\frac{k_1}{k_2} = 0$ dans l'équation (8), page 85, ou bien en procédant d'une manière indépendante comme ci-dessous.

Faisant usage des notations du § 43, nous avons

$$(1) \quad i = n_1 k_1 X e + n_2 k_2 X e,$$

$$(2) \quad \frac{d}{dx} (n_2 k_2 X e) = q - \alpha n_1 n_2,$$

$$\frac{dX}{dx} = 4 \pi e (n_1 - n_2).$$

Dans ce cas, le courant total est transporté pratiquement par les ions négatifs; on a donc $i = n_2 k_2 X e$ et par suite $q = \alpha n_1 n_2$.

D'où

$$n_2 = \frac{i}{k_2 X e} \quad \text{et} \quad n_1 = \frac{q k_2 X e}{\alpha i}.$$

Substituant ces valeurs de n_1 et n_2 dans (3), nous avons

$$\frac{dX}{dx} = \frac{4 \pi e^2 k_2 q X}{\alpha i} - \frac{4 \pi i}{k_2 X}$$

ou

$$\frac{dX^2}{dx} - \frac{8 \pi e^2 k_2 q X^2}{\alpha i} = - \frac{8 \pi i}{k_2}.$$

La solution de cette équation est

$$(4) \quad X^2 = \frac{\alpha}{q} \frac{i^2}{k_2^2 e^2} + C \varepsilon^{\frac{8 \pi e^2 k_2 q}{\alpha i} x}.$$

Dans ce cas, x est compté à partir de l'électrode positive; il est plus commode de le mesurer à partir de la négative. Si x représente la distance à l'électrode négative, l'équation (4) devient

$$(5) \quad X^2 = \frac{\alpha i^2}{q k_2^2 e^2} + C' \varepsilon^{-\frac{8 \pi e^2 k_2 q}{\alpha i} x}.$$

Pour trouver la valeur de la constante d'intégration C' , nous avons à partir de l'équation (7), page 85,

$$(6) \quad \left[\frac{dX^2}{dx} \frac{k_1 k_2}{(k_1 + k_2) 8 \pi e} \right]_0^{x_1} = \int_0^{x_1} (q - \alpha n_1 n_2) dx.$$

Le membre de droite de cette équation représente l'excès de l'ionisation sur la recombinaison dans la région comprise entre la cathode et le point $x = x_1$; il doit par conséquent être égal à la différence entre le nombre d'ions négatifs qui quittent la colonne en x et le nombre de ceux qui y pénètrent à la cathode; il est donc égal à $(i - i_0)$,

i_0 étant la quantité d'électricité négative émise par la cathode dans l'unité de temps.

Lorsque x_1 est grand $\frac{dX^2}{dx} = 0$. Donc l'équation (6) devient

$$C' \frac{8\pi e^2 k_2 q}{\alpha i} \frac{k_1 k_2}{(k_1 + k_2) 8\pi e} = \frac{i - i_0}{e},$$

d'où

$$C' = \frac{\alpha i (i - i_0)}{q k_1 k_2 e^2} \frac{k_1 + k_2}{k_2},$$

et par suite, k_1 étant petit devant k_2 ,

$$(7) \quad X^2 = \frac{\alpha i^2}{q k_2^2 e^2} \left(1 + \frac{k_2}{k_1} \frac{i - i_0}{i} \varepsilon^{-\frac{8\pi e^2 k_2 q}{\alpha i} x} \right);$$

avec les valeurs trouvées pour k_2 et α nous voyons que le second terme entre parenthèses sera très petit lorsque eqx sera grand devant i ; le second terme sera donc très petit à l'extérieur d'une couche de gaz située près de la cathode et dont l'épaisseur est telle que le nombre d'ions produits à son intérieur est suffisant pour transporter le courant, en supposant qu'ils concourent tous à ce but. Dans le cas de flammes et de gaz chauds, cette couche est très mince, à moins que le courant ne soit extrêmement intense. Dans ce cas donc, le second terme entre parenthèses n'aura une valeur appréciable qu'au voisinage de la cathode. Ainsi l'équation (7) nous apprend que la force électrique est constante, sauf au voisinage immédiat de la cathode, où elle atteint une valeur très élevée. La force électrique au voisinage de la cathode est à la force existant dans la portion uniforme du champ dans le rapport $(k_1 + k_2)^{\frac{1}{2}}$ à $k_1^{\frac{1}{2}}$. Cette uniformité du champ dans la majeure partie du circuit, jointe à un accroissement rapide localisé au voisinage de la cathode, est, comme nous le verrons, un des traits les plus caractéristiques du passage de l'électricité à travers les flammes et les gaz chauds.

Si V est la différence de potentiel entre les électrodes $V = \int X dx$, il n'y a aucune difficulté à intégrer la valeur de X donnée par l'équation (7). Une solution approximative mettra cependant plus clairement en relief les points essentiels. Sauf au voisinage immédiat de la cathode, la force électrique est égale à $\frac{i}{ek_2} \left(\frac{\alpha}{q} \right)^{\frac{1}{2}}$. La chute de potentiel dans la partie uniforme du champ est donc très approximativement égale à $\frac{i}{ek_2} \left(\frac{\alpha}{q} \right)^{\frac{1}{2}} l$, l étant la distance entre les électrodes.

Près de la cathode, la force électrique X, lorsque i_0 est faible devant i , est donnée approximativement par l'équation

$$X = \frac{i}{e(k_1 k_2)^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\varepsilon} e^{-\frac{4\pi e^2 k_2 q}{\alpha i} x};$$

la chute de potentiel cathodique est approximativement $\int_0^\infty X dx$ ou

$$\frac{i}{e(k_1 k_2)^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\alpha i}{4\pi e_1 k_2 q}.$$

Donc V différence de potentiel entre les plaques est donnée par l'équation

$$V = \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{ek^2} \left(li + \frac{\alpha i^2}{4\pi e^2 q} \frac{1}{\sqrt{k_1 k_2}} \right).$$

La chute de potentiel près de la cathode est proportionnelle au carré du courant, tandis que dans les autres parties du circuit elle lui est directement proportionnelle. Dans le cas de conduction à travers les gaz chauds et les flammes contenant des vapeurs salines nous verrons que la chute de potentiel cathodique surpasse de beaucoup celle qui existe dans le reste du circuit. Pour que ce cas se présente il faut que la mobilité de l'ion négatif soit très grande vis-à-vis de celle de l'ion positif.

49. Lorsqu'un courant électrique traverse une flamme, on obtient des résultats très intéressants en y mettant une pincée de sel. Le sel se vaporise et l'ionisation est beaucoup plus intense dans la vapeur saline que dans les autres parties de la flamme. Hittorf trouva cependant que, sauf dans le cas où le sel était introduit au voisinage de la cathode, sa présence n'avait que peu d'influence sur le courant. Si au contraire la région qui renferme la vapeur saline atteignait la cathode, le courant croissait énormément. La relation entre le courant et la différence de potentiel s'obtient aisément dans ce cas à partir des équations précédentes. Soient A l'électrode positive, B l'électrode négative. Représentons la portion de la flamme contenant la vapeur saline par une tranche ab à l'intérieur de laquelle l'ionisation et la vitesse de l'ion négatif ne sont pas les mêmes que dans les tranches voisines. Si X est la force électrique, nous avons dans la région B b

$$(1) \quad X^2 = \frac{\alpha i^2}{q k_2^2 e^2} \left(1 + \frac{k_2}{k_1} \varepsilon^{-\frac{8\pi e^2 k_2 q}{\alpha i} x} \right),$$

x désignant la distance à la cathode du point où la force est X. Dans

la région ba , à une distance x_1 de b ,

$$(2) \quad X^2 = \frac{\alpha' i^2}{Q K_2^2 e^2} + C \varepsilon^{-\frac{8 \pi e^2 k_2 Q}{\alpha' i} x_1},$$

α' , Q , K_2 étant les valeurs de α , q et k_2 dans cette région et C une constante à déterminer.

Dans la région aA à une distance x_2 de a , nous avons

$$(3) \quad X^2 = \frac{\alpha i^2}{q k_2^2 e^2} + C' \varepsilon^{-\frac{8 \pi e^2 k_1 q}{\alpha' i} x_2};$$

les termes exponentiels diminuent rapidement quand nous nous éloignons respectivement des points B , b , a . Nous supposons que les trois régions sont assez larges pour que le terme exponentiel dans (1) soit négligeable au point b et que dans (2) il le soit au point a ; dans ce cas, X^2 étant continu, nous avons

$$\frac{\alpha i^2}{q k_2^2 e^2} = \frac{\alpha' i^2}{Q K_2^2 e^2} + C,$$

ou

$$C = \frac{i^2}{e^2} \left(\frac{\alpha}{q k_2^2} - \frac{\alpha'}{Q K_2^2} \right),$$

de même

$$\frac{\alpha i^2}{q k_2^2 e^2} + C' = \frac{\alpha' i^2}{Q K_2^2 e^2}.$$

Par suite,

$$C' = -C.$$

Ni C ni C' ne contiennent le facteur important $\frac{1}{k}$, et nous trouvons par intégration que la chute de potentiel sur les surfaces a et b est très faible devant la différence de potentiel totale entre a et b . La diminution de potentiel entre les électrodes A et B résultant de l'introduction de la vapeur saline ab est moindre que la différence de potentiel entre a et b avant l'introduction du sel. Cette dernière étant une très faible fraction de la différence de potentiel entre A et B , l'introduction de sel n'a qu'une action insignifiante sur la différence de potentiel nécessaire pour maintenir un courant donné.

Le cas est cependant tout à fait différent lorsque la tranche ab s'étend jusqu'à l'électrode B . Dans ce cas X , force électrique dans la région aB , est donnée par l'équation

$$X^2 = \frac{\alpha' i^2}{Q K_2^2 e^2} \left(1 + \frac{K_2}{K_1} \varepsilon^{-\frac{8 \pi e^2 K_2 Q x}{\alpha' i}} \right).$$

Ainsi la chute de potentiel à la cathode est maintenant

$$\frac{i}{e (K_1 K_2)^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{\alpha'}{Q} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\alpha' i}{4 \pi e^2 K_2 Q},$$

alors qu'avant l'introduction du sel, elle était

$$\frac{i}{e(k_1 k_2)^2} \left(\frac{\alpha}{q}\right)^2 \frac{\alpha i}{4\pi e^2 k_2 q}.$$

Ainsi si Q , valeur de l'ionisation dans la vapeur saline, est grand vis-à-vis de q , ionisation dans la flamme en l'absence de sel, la chute de potentiel cathodique sera pour la même valeur du courant beaucoup plus faible dans la flamme saline que dans la flamme pure. Or, la chute cathodique de potentiel étant de beaucoup la fraction la plus grande de la différence de potentiel entre les électrodes, il faudra une force électromotrice beaucoup moindre pour produire le même courant dans une flamme saline que dans une flamme pure ou bien, si on dispose de la même différence de potentiel, le courant sera grandement accru par la présence du sel.

Si l'ionisation dans la couche voisine de l'électrode était moindre que dans les autres parties du circuit, c'est-à-dire si Q était inférieur à q , la présence de la couche accroîtrait considérablement la chute de potentiel à la cathode, et si la différence de potentiel est constante entre les électrodes le courant serait diminué dans une notable proportion.

Cas où l'ionisation est localisée dans une couche mince.

50. Dans les recherches précédentes, nous avons supposé que l'ionisation est uniformément distribuée entre les plaques. Il existe cependant des cas nombreux et très importants dans lesquels la région ionisée est une couche mince de gaz, le reste de l'intervalle entre les plaques étant soustrait à l'action de l'agent ionisant. Nous allons maintenant considérer ce cas en commençant par celui où la couche ionisée est voisine d'une des plaques A.

Supposons A la plaque positive. Dans ce cas tous les ions compris dans l'intervalle des plaques ont été extraits de la couche sous l'action du champ électrique. Ces ions doivent donc être tous positifs. Le courant est donc entièrement transporté par des ions positifs; soient n_1 leur nombre par centimètre cube, X la force électrique, i le courant. Employant les mêmes notations que ci-dessus, nos équations deviennent

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi n_1 e,$$

$$k_1 n_1 X e = i.$$

De ces équations, nous tirons

$$\frac{V dX}{dx} = \frac{4\pi i}{k_1}$$

ou

$$(18) \quad X^2 = \frac{8\pi i x}{k_1} + C,$$

C étant la constante d'intégration, c'est-à-dire, comme il est évident, la valeur de X^2 au voisinage de la plaque positive.

Si V est la différence de potentiel entre les plaques et l leur distance, nous avons

$$(19) \quad V = \int_0^l X dx = \frac{k_1}{12\pi i} \left[\left(\frac{8\pi i l}{k_1} + C \right)^{\frac{3}{2}} - C^{\frac{3}{2}} \right].$$

Pour trouver une expression de C , regardons ce qui se passe dans la couche de gaz ionisé. Supposons le courant faible vis-à-vis du courant de saturation; le nombre d'ions positifs et négatifs libres par unité de volume dans la couche est $\left(\frac{q}{x}\right)^{\frac{1}{2}}$, q mesurant comme ci-dessus l'intensité de l'ionisation. S'il n'y a pas de grande variation dans la force électrique quand on passe du gaz à l'intérieur de la couche considérée, la somme des mobilités des ions positifs et négatifs sera de l'ordre de $(k_1 + k_2)C^{\frac{1}{2}}$, et, comme le courant i est égal au nombre des ions multiplié par la somme des mobilités, $e(k_1 + k_2)C^{\frac{1}{2}}\left(\frac{q}{x}\right)^{\frac{1}{2}}$ sera du même ordre de grandeur que i . C est donc comparable à

$$\frac{i^2 x}{qe^2(k_1 + k_2)^2}.$$

Par suite, C sera faible devant $\frac{8\pi i l}{k_1}$ si

$$\frac{i x k_1}{8\pi qe^2(k_1 + k_2)^2 l}$$

est petit.

Si δ est l'épaisseur de la couche ionisée, I le courant de saturation,

$$I = qe\delta.$$

Cette quantité sera petite si

$$\frac{1}{2} \frac{i \delta}{I l} \frac{k_2}{(k_1 + k_2)} \frac{1}{\beta_2}$$

est petit, ou

$$\beta_2 = \frac{4\pi e}{x} \frac{k_2}{k_1} (k_1 + k_2).$$

Si $\frac{\delta}{l}$ et $\frac{i}{I}$ sont petits, β_2 étant plus grand que l'unité et $k_2(k_1 + k_2)$

plus petit, nous voyons que la quantité considérée sera petite. Dans ce cas, nous pouvons dans l'équation (19) négliger C devant $\frac{8\pi il}{k_1}$ et l'équation deviendra

$$(20) \quad V^2 = \frac{32}{9} \frac{\pi}{k_1} il^3.$$

Nous voyons que, dans ce cas, le courant est proportionnel à V^2 et croît par suite plus rapidement avec la force électromotrice que s'il suivait la loi d'Ohm. Nous verrons des exemples de pareils cas en étudiant le passage de l'électricité entre deux plaques métalliques chaudes plongées dans un gaz. Dans ce cas, la plus grande partie de l'ionisation est localisée dans la couche en contact avec le métal, et, comme Pringsheim (1) l'a montré, le courant croît plus rapidement que la différence de potentiel. Le courant est proportionnel à k_1 , mobilité de l'ion qui le transporte. Or, la mobilité de l'ion négatif étant plus grande que celle de l'ion positif, le courant, pour la même différence de potentiel entre les plaques, sera plus intense quand l'ionisation se produira près de la plaque négative que quand elle aura lieu au voisinage de la positive. En d'autres termes, le courant est plus intense dans une direction donnée que dans la direction opposée. Cette *conductibilité unipolaire*, comme on la désigne, est très marquée dans les cas de conductibilité présentés par les gaz chauds et les flammes renfermant des vapeurs salines. Rutherford (2) l'a observée dans les cas d'ionisation par les rayons de Röntgen et le radium. L'équation (20) nous montre que, pour une différence de potentiel donnée, le courant est indépendant de q , intensité de l'ionisation. Les courants maxima entre les plaques dépendront naturellement de l'intensité de l'ionisation; mais tant qu'ils seront seulement de faibles fractions du courant maximum, correspondant à l'ionisation dans le cas considéré, ils seront indépendants de la valeur de cette dernière au voisinage de la plaque. Nous voyons ainsi que le courant doit être indépendant de la charge transportée par l'ion.

Le courant pour une différence de potentiel donnée varie en raison inverse du cube de la distance des plaques : or le courant variant comme le carré de la différence de potentiel, si nous maintenons constante l'intensité moyenne de la force électrique entre les plaques, le courant variera en raison inverse de leur distance lorsque celle-ci diminuera.

(1) PRINGSHEIM, *Wied. Ann.*, t. LV, 1895, p. 507.

(2) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. II, 1901, p. 210.

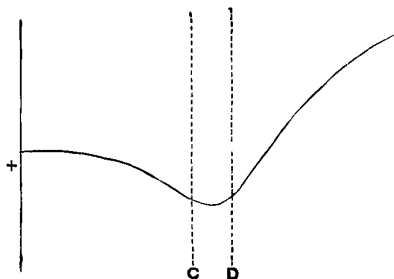
Quand l'ionisation est localisée dans une couche voisine de A, nous pouvons arrêter le courant d'ions et par suite d'électricité vers la plaque B en interposant une troisième plaque entre les deux autres; le passage de l'électricité sera complètement arrêté aussi bien par une plaque métallique que par un corps non conducteur. Nous obtenons ainsi l'effet quelque peu paradoxal d'interrompre complètement un courant entre deux plaques métalliques en interposant entre elles un très bon conducteur électrique. Nous examinerons un exemple d'un tel effet quand nous discuterons le passage de l'électricité à travers les gaz très chauds.

Si la couche de gaz ionisé se trouve entre les plaques à une distance l_1 de la positive et l_2 de la négative, si V est la différence de potentiel entre elles, nous pouvons aisément montrer par la même méthode que nous avons déjà employée que

$$V = \frac{2}{3} \sqrt{8 \pi i} \left(\frac{l_1^{\frac{3}{2}}}{k_2^{\frac{1}{2}}} + \frac{l_2^{\frac{3}{2}}}{k_1^{\frac{1}{2}}} \right),$$

k_1 et k_2 étant les mobilités respectives des ions positifs et négatifs. Nous voyons que si k_1 n'est pas égal à k_2 le courant, pour la même différence de potentiel, ne sera pas le même dans une direction que dans la direction opposée, à moins que $l_1 = l_2$. Si la mobilité de l'ion négatif est plus grande que celle de l'ion positif, le courant aura sa plus grande valeur quand sa direction sera telle que la plaque négative soit plus voisine de la couche ionisée. De ceci nous pouvons conclure qu'une dissymétrie dans la distribution de l'ionisation donnera lieu à

Fig. 29.



une conductibilité unipolaire. La distribution de l'intensité électrique quand la couche ionisée est située entre les plaques est représentée (fig. 29).

Les résultats précédents ne sont vrais que lorsque l'intensité

électrique au voisinage de la couche ionisée est faible comparative-
ment à la valeur qu'elle atteint à quelque distance de là.

Nous pouvons considérer à un autre point de vue les conditions
nécessaires pour qu'il en soit ainsi. Si le courant de saturation I
passait entre les plaques, la force électrique maximum serait plus
grande que $\sqrt{\frac{8\pi I l}{k}}$ et la différence de potentiel supérieure à
 $l^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{32\pi I}{9k_1}}$: si la différence de potentiel est inférieure à cette valeur,
nous ne pourrions obtenir la saturation, et par suite la force électrique
au voisinage de la plaque pourra ne pas être assez grande pour attirer
tous les ions produits dans son voisinage. Pour les attirer tous, nous
avons à lutter non seulement contre la recombinaison, mais aussi
contre la tendance qu'ont les ions à diffuser à nouveau dans la
plaque. Dans la plupart des cas les plus importants, lorsqu'il n'y a
que des ions d'un seul signe, comme par exemple lorsqu'une plaque
métallique émet des ions négatifs sous l'influence de la lumière
ultra-violette, ou des ions des deux signes quand elle est chauffée
au rouge sombre, le champ a simplement à surmonter la diffusion
pour saturer le courant. Dans ces cas, les ions, s'ils ne sont pas extraits
par le champ, s'accumulent au voisinage de la plaque jusqu'à ce que
le nombre de ceux qui viennent la frapper soit égal au nombre de
ceux qu'elle émet pendant le même temps. Ces ions, comme les molé-
cules d'un gaz quelconque, ont une vitesse de translation U propor-
tionnelle à leur température absolue, et le champ électrique ne par-
viendra à les éloigner de la plaque que s'il est capable de leur commu-
niquer une vitesse U_0 . Si l'intensité du champ, nécessaire pour obtenir
ce résultat, est faible devant $\sqrt{\frac{8\pi I l}{k_1}}$, nous pourrions dans l'équa-
tion (18), page 100, poser $C = 0$. Mais, si l'intensité du champ
nécessaire pour cela est comparable à $\sqrt{\frac{8\pi I l}{k_1}}$, nous ne pourrions
supposer $C = 0$, et la force au voisinage de la plaque pourra être
comparable à celle qui existe dans les autres parties du champ,
comme c'est généralement le cas lorsque les courants sont produits
par la lumière ultra-violette. Plus grande sera la valeur de I , plus les
conditions justifiant l'annulation de C seront satisfaisantes.

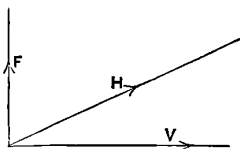
CHAPITRE IV.

EFFET PRODUIT PAR UN CHAMP MAGNÉTIQUE SUR LE MOUVEMENT DES IONS.

§1. Quand un ion chargé se meut dans un champ magnétique, il est soumis à une force mécanique dont la direction est à angle droit sur celle de son mouvement et sur la force magnétique et dont la grandeur est égale à $HeV \sin \theta$, H étant la force magnétique, V la vitesse de l'ion, e sa charge et θ l'angle de H et V ; H et e étant exprimés en unités électromagnétiques. La relation entre la direction de cette force F , et celles de V et de H pour un ion positivement chargé est indiqué (fig. 30).

Supposons maintenant que nous ayons un ion en mouvement

Fig. 30.



dans un gaz; la viscosité de ce dernier a pour effet de rendre sa vitesse proportionnelle à la force qui agit sur lui. Si X, Y, Z sont les composantes de l'intensité électrique, α, β, γ celles de la force magnétique, u, v, w celles de la vitesse, la force mécanique exercée sur l'ion par le champ magnétique a pour composantes

$$e(\beta w - \gamma v), \quad e(\gamma u - \alpha w), \quad e(\alpha v - \beta u),$$

tandis que les composantes de la force mécanique due au champ électrique sont Xe, Ye, Ze .

Ainsi la vitesse de l'ion étant proportionnelle à la force mécanique agissant sur lui, nous avons

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} u = R(X + \beta w - \gamma v), \\ v = R(Y + \gamma u - \alpha w), \\ w = R(Z + \alpha v - \beta u); \end{array} \right.$$

R est évidemment la vitesse de l'ion sous l'action de l'unité de force

électrique en l'absence de champ magnétique. Résolvant les équations (1), nous trouvons

$$\begin{aligned} u &= \frac{RX + R^2(\beta Z - \gamma Y) + R^3\alpha(\alpha X + \beta Y + \gamma Z)}{1 + R^2(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)}, \\ v &= \frac{RY + R^2(\gamma X - \alpha Z) + R^3\beta(\alpha X + \beta Y + \gamma Z)}{1 + R^2(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)}, \\ w &= \frac{RZ + R^2(\alpha Y - \beta X) + R^3\gamma(\alpha X + \beta Y + \gamma Z)}{1 + R^2(\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2)}. \end{aligned}$$

Le premier terme au numérateur de ces expressions représente une vitesse parallèle à la force électrique et qui lui est proportionnelle, le second terme représente une vitesse à angle droit à la fois sur les forces électriques et magnétiques et proportionnelle à $R^2 HF \sin \Phi$, H, F et Φ représentant respectivement les forces électriques et magnétiques et l'angle de ces forces. Le troisième terme représente une vitesse parallèle à la force magnétique et proportionnelle à $R^3 H^2 F \cos \Phi$. L'importance relative de ces termes dépend de la valeur de RH. Si cette quantité est petite, le premier terme est le plus important et les ions se meuvent parallèlement à la force électrique. Si au contraire RH est grand, le dernier terme est prépondérant et l'ion se meut parallèlement à la force magnétique. Or R étant la vitesse de l'ion sous l'unité de force électrique et cette unité valant dans le système électromagnétique 10^{-8} volts par centimètre, la valeur de R pour un ion se mouvant dans l'air à la pression atmosphérique serait 1.5×10^{-8} , la vitesse de l'ion sous un gradient de potentiel de 1 volt par centimètre étant 1.5 cm : s. Ainsi, sous la pression atmosphérique, il ne serait pas possible d'obtenir un champ magnétique assez intense pour donner à RH une grande valeur. R variant en raison inverse de la pression du gaz dans des limites étendues de pressions, on peut rendre RH grand à de très basses pressions et obtenir ainsi que les ions se meuvent dans le sens des lignes de force magnétiques.

Considérons le cas d'un ion situé dans un champ où les forces électriques et magnétiques sont uniformes. Supposons la force électrique parallèle à l'axe des x et la force magnétique dans le plan des xz . Nous avons alors $Y = 0$, $Z = 0$, $\beta = 0$, et les équations (2) deviennent

$$u = \frac{RX(1 + R^2 \alpha^2)}{1 + R^2(\alpha^2 + \gamma^2)} = RX$$

approximativement si

$$R^2(\alpha^2 + \gamma^2)$$

est petit,

$$v = \frac{R^2 \gamma X}{1 + R^2(\alpha^2 + \gamma^2)} = R^2 \gamma X,$$

$$w = \frac{R^3 \alpha \gamma X}{1 + R^2(\alpha^2 + \gamma^2)} = R^3 \alpha \gamma X.$$

Ainsi l'effet de la force magnétique est de donner à l'ion une vitesse $-R\gamma u$ à angle droit à la fois sur les forces électrique et magnétique et une vitesse $R^2\gamma(x^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}}u$ dans le plan des xz à angle droit sur la force magnétique.

Si l'on a à la fois des ions positifs et négatifs, si R_1 est la valeur de R pour les ions positifs et R_2 la valeur correspondante pour les ions négatifs, si $u_1, \nu_1, \omega_1, u_2, \nu_2, \omega_2$ représentent respectivement les vitesses des ions positifs et négatifs, et s'il y a enfin n ions positifs et n ions négatifs par unité de volume, le courant parallèlement à y sera égal à $ne(\nu_1 - \nu_2)$ ou en substituant les valeurs de ν_1 et de ν_2

$$ne(R_1^2 - R_2^2)\gamma X = (R_1 - R_2)\gamma I,$$

I étant le courant principal parallèlement à x ; si donc les vitesses des courants positifs et négatifs sont inégales, le champ magnétique donnera naissance à une composante de courant proportionnelle au courant principal et le courant sera dévié d'un angle ayant pour tangente $(R_1 - R_2)\gamma$. Si nous conservons les termes proportionnels à $(RH)^2$, H étant la force magnétique, nous voyons qu'il y aura un courant additionnel proportionnel à $(R_1^2 + R_2^2 - R_1 R_2)\gamma(x^2 + \gamma^2)^{\frac{1}{2}}I$ dans le plan des xz à angle droit sur la force magnétique. Quand le champ électrique n'est pas uniforme, comme c'est le cas pour une particule chargée, et rayonne autour d'un point, nous pouvons démontrer sans difficulté qu'un ion dans un champ magnétique uniforme décrira une spirale tracée sur un cône de révolution dont l'axe est parallèle à la force magnétique.

Mouvement d'un ion libre dans un champ magnétique.

§2. Si l'ion, au lieu de se déplacer à travers les molécules d'un gaz, se meut dans le vide, il est facile de déterminer la trajectoire qu'il décrira dans un champ magnétique. Considérons d'abord le cas où aucune force électrique n'agit sur lui. Dans ce cas, la seule force à laquelle il soit soumis étant due au champ magnétique et toujours à angle droit sur sa trajectoire, sa vitesse sera constante. De même, puisque cette force est perpendiculaire à la force magnétique, il n'y aura aucune accélération parallèle à cette direction. Ainsi donc, quand le champ magnétique est uniforme, la composante de la vitesse parallèlement à la force magnétique est constante. Comme la vitesse résultante est constante, ceci implique que la direction du mouvement de l'ion fait un angle constant avec la force magnétique. Si ρ est le rayon de courbure de la trajectoire

de l'ion, m sa masse, v sa vitesse, la force dans la direction de la normale sera égale à $\frac{mv^2}{\rho}$. Mais cette force est égale d'autre part à $Hev \sin \theta$, H étant la force magnétique, θ l'angle de v et de H , et e la charge de l'ion. On aura donc

$$\frac{mv^2}{\rho} = Hev \sin \theta$$

ou

$$\rho = \frac{mv}{eH \sin \theta}.$$

Ainsi, lorsque θ et v ont une valeur constante, le rayon de courbure de la trajectoire est constant également; cette trajectoire est donc une hélice enroulée sur un cylindre circulaire dont l'axe est parallèle aux lignes de force magnétiques. Le rayon du cylindre est $\rho \sin^2 \theta$ ou $\frac{mv \sin \theta}{eH}$ (1). Si la particule est lancée dans une direction perpendiculaire aux lignes de force magnétiques, l'hélice devient un cercle de rayon $\frac{mv}{eH}$. Puisque dans ce cas la trajectoire est fermée, l'ion ne s'éloignera jamais qu'à une distance finie du point à partir duquel il a été projeté. Si la vitesse de l'ion a une composante parallèle à la force magnétique, cette composante restera constante, et l'ion se déplacera parallèlement à la force magnétique en décrivant des espaces égaux dans des temps égaux. Au contraire, dans une direction rectangulaire à la force magnétique, sa vitesse sera dirigée tantôt dans un sens, tantôt dans le sens opposé; aussi longtemps donc que durera son mouvement, il ne s'éloignera jamais des lignes de force qu'à une distance finie. Nous pouvons exprimer les grandes lignes de ces phénomènes en disant que dans un champ magnétique les ions tendent à suivre les lignes de force magnétiques.

53. L'étude précédente se rapporte au cas où le champ magnétique est constant et où les lignes de force magnétiques conservent la même direction. Il est intéressant de rechercher si les ions continuent à suivre les lignes de force magnétiques lorsque la direction de celle-ci change d'un point à un autre. Nous examinerons le cas spécial où les lignes de force sont des cercles ayant pour axe l'axe des z , le champ étant produit par un courant i circulant le long de cet axe. Dans ce cas α , β , γ étant les composantes de la force

(1) G.-G. STOCKES, *Proc. Roy. Soc.*, Mar., XXX, 1876; *Phil. Mag.*, V, t. II, 1876, p. 359.

magnétique au point de coordonnées xyz ,

$$\alpha = \frac{2iy}{x^2 + y^2}, \quad \beta = -\frac{2ix}{x^2 + y^2}, \quad \gamma = 0,$$

et, si m est la masse de l'ion, e sa charge électrique, il vient

$$\begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= -e \frac{2ix}{x^2 + y^2} \frac{dz}{dt}, \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= -e \frac{2iy}{x^2 + y^2} \frac{dz}{dt}, \\ m \frac{d^2z}{dt^2} &= \frac{2ei}{x^2 + y^2} \left(x \frac{dx}{dt} + y \frac{dy}{dt} \right) = ei \frac{d}{dt} \log(x^2 + y^2). \end{aligned}$$

A partir de ces équations nous avons

$$\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 = \text{const.} = V^2,$$

V étant la vitesse de projection de l'ion

$$y \frac{d^2x}{dt^2} - x \frac{d^2y}{dt^2} = 0.$$

Si donc ρ et θ sont les coordonnées polaires de l'ion dans le plan des xy ,

$$\rho^2 \frac{d\theta}{dt} = h,$$

h étant une constante,

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m} \log \rho + C,$$

C étant une constante.

Ainsi l'orbite de l'ion dans le plan des xy est celle d'une particule de masse m soumise à une force centrale attractive égale à

$$\rho \left(\frac{4e^2i^2}{m} \log \rho + 2eiC \right).$$

Mais, puisque

$$\left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 + \rho^2 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 = V^2,$$

nous avons

$$\left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2 = V^2 - \frac{h^2}{\rho^2} - \left(\frac{2ei}{m} \log \rho + C \right)^2.$$

$\left(\frac{d\rho}{dt} \right)^2$ étant essentiellement positif, ρ sera toujours compris entre la plus grande et la plus petite des racines de l'équation

$$\frac{2ei}{m} \log R = \left(V^2 - \frac{h^2}{R^2} \right)^{\frac{1}{2}} - C;$$

l'ion restera donc toujours à une distance finie de l'axe des z .

§4. Considérons quelques cas particuliers. Supposons l'ion projeté parallèlement aux lignes de force magnétiques à partir du point $\rho = a$. Puisque $\frac{dz}{dt} = 0$ pour $\rho = a$, nous avons

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m} \log \frac{\rho}{a}$$

et

$$h = Va,$$

d'où

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)^2 = V^2 \left(1 - \frac{a^2}{\rho^2}\right) - \left(\frac{2ei}{m} \log \frac{\rho}{a}\right)^2;$$

nous voyons par cette équation que ρ ne peut être inférieur à a , et que par suite la vitesse parallèle à l'axe des z ne changera jamais de signe. De même ρ ne dépassera pas la valeur de R donnée par l'équation

$$(1) \quad \frac{2ei}{m} \log \frac{R}{a} = V \left(1 - \frac{a^2}{R^2}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

$R = a$ satisfait à cette équation, mais il y a une autre racine plus grande que a ; c'est cette racine qui donne la valeur maxima de ρ .

Ainsi, dans le plan perpendiculaire à l'axe des z , l'ion circule sur une orbite comprise entre les cercles $\rho = a$ et $\rho = R$ et se meut ainsi dans la direction générale des lignes de force magnétiques, bien que dans ce cas cependant il y ait un entraînement parallèle à l'axe de symétrie du champ magnétique. Si V est faible devant $\frac{2ei}{m}$, la solution de l'équation (1) est

$$R = a(1 + \xi)$$

ou

$$\xi = \frac{V^2}{\frac{2e^2 i^2}{m^2}}.$$

Dans ce cas, la vitesse maxima parallèlement à z est $V \left(\frac{V}{eim}\right)$. Elle est donc faible par rapport à V . Ainsi plus petite sera la vitesse de projection et plus intense le champ, plus la trajectoire de l'ion se rapprochera d'une ligne de force magnétique.

Dans le cas suivant, l'ion est projeté à partir du point $\rho = a$ dans une direction parallèle à Oz . Nous avons alors $h = 0$, et la trajectoire est située dans le plan passant par l'axe des z et le point de départ; si V est la vitesse de projection,

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m} \log \frac{\rho}{a} + V.$$

Or $\frac{dz}{dt}$ ne peut jamais être supérieur numériquement à V . Si donc V et $\frac{2ei}{m}$ sont de même signe, ρ ne pourra jamais être plus grand que a .

Les valeurs entre lesquelles ρ oscille sont a et $a\varepsilon^{-\frac{Vm}{ei}}$; l'orbite est une courbe fermée et ses dimensions sont très petites si V est petit devant $\frac{ei}{m}$. Si V et $\frac{ei}{m}$ sont de signes opposés, nous pouvons montrer que ρ n'est jamais inférieur à a et varie entre a et $a\varepsilon^{-\frac{Vm}{ei}}$.

Le troisième cas que nous considérerons est celui où la particule est projetée avec la vitesse V parallèlement à ρ à partir du point $\rho = a$.

Dans ce cas encore $h = 0$, mais

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m} \log \frac{\rho}{a};$$

$\frac{dz}{dt}$ ne pouvant être numériquement supérieur à V , nous voyons que ρ doit être compris entre les limites

$$\rho = a\varepsilon^{\frac{mV}{2ei}}$$

et

$$\rho = a\varepsilon^{-\frac{mV}{2ei}}.$$

L'orbite est dans le plan passant par l'axe des z et le point de départ. Si le champ magnétique est très intense et par suite $\frac{mV}{2ei}$ faible, ρ est toujours très voisin de a .

Supposons-le égal à $a(1 + \xi)$; les équations sont alors approximativement

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} = -\left(\frac{2ei}{m}\right)^2 \xi,$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2ei}{m} \xi,$$

dont la solution est

$$\xi = A \sin\left(\frac{2i}{a} \frac{e}{m} t\right),$$

$$z = -aA \cos \frac{2i}{a} \frac{e}{m} t.$$

Puisque $V = a \frac{d\xi}{dt}$ quand $t = 0$, $aA = V \frac{m}{e} \frac{a}{2i} = \frac{Vm}{He}$, H étant la force magnétique au point de départ. Comme nous l'avions annoncé, la trajectoire dans ce cas est un cercle dont le rayon aA est égal à $\frac{Vm}{He}$.

Nous voyons ainsi que aussi bien dans le cas d'un champ uniforme que dans celui d'un champ non uniforme l'ion tendra à suivre les

lignes de force magnétiques, sauf cependant dans le cas très spécial où les conditions de la projection seront telles que l'ion durant son mouvement coupe à angle droit toutes les lignes de force.

Mouvement d'un ion sous l'influence simultanée d'un champ électrique et d'un champ magnétique.

§§. Nous allons étudier maintenant le mouvement d'un ion soumis aux actions simultanées de forces électriques et magnétiques. Nous considérerons le cas où ces deux forces sont constantes. Supposons l'axe des z parallèle à la direction de la force magnétique et le plan des xz parallèle à la force électrique. Soit H la force magnétique X, O, Z les composantes de la force électrique; si m est la masse de l'ion, e sa charge, xyz ses coordonnées, les équations du mouvement sont

$$(1) \quad m \frac{d^2 x}{dt^2} = X e - H e \frac{dy}{dt},$$

$$(2) \quad m \frac{d^2 y}{dt^2} = H e \frac{dx}{dt},$$

$$(3) \quad m \frac{d^2 z}{dt^2} = Z e.$$

A partir de (3) nous avons

$$(4) \quad z = \frac{1}{2} \frac{Z e}{m} t^2 + \omega_0 t,$$

ω étant la vitesse de projection parallèle à z , l'origine des coordonnées étant prise au point de projection.

Les équations (1) et (2) nous donnent

$$(5) \quad y = c + \frac{X}{H} t + A \cos \omega t + B \sin \omega t,$$

$$(6) \quad x = a - A \sin \omega t + B \cos \omega t,$$

a, c, A et B étant des constantes arbitraires et $\omega = \frac{He}{m}$.

Écrivant les équations (5) et (6) sous la forme

$$y - c = \frac{X}{\omega H} \omega t + A' \cos(\omega t - \alpha),$$

$$x - a = -A' \sin(\omega t - \alpha).$$

Nous voyons que la projection sur le plan des xy de la trajectoire de l'ion est une trochoïde engendrée par un cercle de rayon $\frac{X}{\omega H}$ roulant sur une perpendiculaire à la force électrique, la distance du point générateur au centre du cercle étant A' . Comme les valeurs moyennes des termes périodiques tendent à s'évanouir quand le

temps auquel correspond la valeur moyenne est grand devant $\frac{1}{\omega}$, nous voyons à partir des équations (5) et (6) que les équations

$$\begin{aligned} y &= c + \frac{X}{H} t, \\ x &= a \end{aligned}$$

donnent les positions moyennes de l'ion et que la vitesse moyenne parallèlement à y est $\frac{X}{H}$, alors que la vitesse parallèle à X s'évanouit. La vitesse parallèle à z au temps t étant $\frac{Zet}{m} + v_0$, nous voyons que, si Z est finie, la vitesse parallèle à z deviendra infinie vis-à-vis des composantes suivant les autres axes. Ainsi finalement les ions se déplaceront dans ce cas le long des lignes de force magnétiques. Nous devons rappeler cependant que ce raisonnement s'applique seulement au cas où le champ électrique a une composante finie dans cette direction.

Si nous déterminons les constantes dans (5) et (6) en fonction de v_0 , u_0 , valeurs initiales des composantes de la vitesse de projection de l'ion suivant les axes des y et des x , nous avons, en prenant l'origine au point de projection,

$$(7) \quad y = \frac{u_0}{\omega} (1 - \cos \omega t) + \frac{X}{H} t + \left(v_0 - \frac{X}{H} \right) \frac{1}{\omega} \sin \omega t,$$

$$(8) \quad x = \left(\frac{X}{H} - v_0 \right) \frac{1}{\omega} (1 - \cos \omega t) + \frac{u_0}{\omega} \sin \omega t.$$

Si $X = 0$, c'est-à-dire si les directions des forces électriques et magnétiques coïncident, nous avons

$$\left(x + \frac{v_0}{\omega} \right)^2 + \left(y - \frac{u_0}{\omega} \right)^2 = \frac{v_0^2 + u_0^2}{\omega^2}.$$

Ainsi, la projection de la trajectoire de l'ion sur le plan des xy est un cercle et la trajectoire elle-même une hélice dont le pas croît graduellement et dont l'axe est parallèle aux lignes de force magnétiques.

Si $Z = 0$, c'est-à-dire si la force magnétique est à angle droit sur la force électrique, et si de plus u_0 , v_0 , v_0 s'annulent, nous avons

$$\begin{aligned} y &= \frac{X}{\omega H} (\omega t - \sin \omega t), \\ x &= \frac{X}{\omega H} (1 - \cos \omega t). \end{aligned}$$

C'est là l'équation d'une cycloïde dont le rayon du cercle géné-

rateur est $\frac{X}{\omega H}$ ou $\frac{Xm}{eH^2}$, la ligne sur laquelle il roule étant perpendiculaire à la force électrique. La distance la plus grande à laquelle la particule puisse s'éloigner de son point de projection, mesurée dans la direction de la force électrique, est $\frac{2Xm}{eH^2}$; la vitesse moyenne dans cette direction est nulle, tandis que la vitesse moyenne parallèlement à y , c'est-à-dire dans une direction perpendiculaire à la fois aux forces électriques et magnétiques, est finie et égale à $\frac{X}{H}$. Si l'ion était projeté avec la vitesse ω parallèlement à l'axe des z , il conserverait cette vitesse sans altération, et la direction moyenne de son mouvement serait perpendiculaire à la force électrique et dirigée suivant une droite faisant un angle $\text{tang}^{-1} \frac{X}{\omega H}$ avec la direction de la force magnétique.

§6. Si $u_0 = 0$ et $v_0 = \frac{X}{H}$, nous avons à partir des équations (7) et (8)

$$\begin{aligned} y &= v_0 t, \\ x &= 0. \end{aligned}$$

Dans ce cas, la trajectoire de l'ion dans le plan des xy est la même que s'il n'y avait ni force électrique ni force magnétique agissant sur lui : la force Xe due au champ électrique est alors exactement équilibrée par la force Hev due au champ magnétique.

§7. Revenant au cas général représenté par les équations (7) et (8), nous pouvons en déduire aisément que la vitesse maxima V parallèle au plan des xy et atteinte par l'ion est donnée par l'équation

$$V = \frac{X}{H} + \left[u_0^2 + \left(\frac{X}{H} - v_0 \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Ainsi, tant que v_0 et u_0 ont des valeurs comparables à $\frac{X}{H}$, la vitesse maxima obtenue est approximativement $\frac{2X}{H}$, et est indépendante de la vitesse de projection, de la charge et de la masse de l'ion.

Le déplacement maximum ξ mesuré parallèlement à la direction de la force électrique est donné par l'équation

$$\xi = \left(\frac{X}{H} - v_0 \right) \frac{1}{\omega} + \frac{1}{\omega} \left[u_0^2 + \left(\frac{X}{H} - v_0 \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}},$$

et ainsi, tant que u_0 et v_0 sont comparables à $\frac{X}{H}$, la distance parcourue par l'ion parallèlement aux lignes de force électriques est approximativement indépendante de la vitesse avec laquelle il est projeté.

Si ξ , ξ_1 , ξ_2 sont les déplacements maxima correspondant aux forces électriques X , X_1 , X_2 , la force magnétique étant la même partout, nous trouvons à partir des équations précédentes

$$\omega = \frac{2}{H(\xi - \xi_1)(\xi_1 - \xi_2)(\xi_2 - \xi)} [X\xi(\xi_2 - \xi_1) + X_1\xi_1(\xi - \xi_2) + X_2\xi_2(\xi_1 - \xi)],$$

$$u_0^2 = \frac{-2\omega}{H(\xi - \xi_1)(\xi_1 - \xi_2)(\xi_2 - \xi)} [X(\xi_2 - \xi_1) + X_1(\xi - \xi_2) + X_2(\xi_1 - \xi)],$$

$$v_0^2 = \frac{1}{H(\xi - \xi_1)(\xi_1 - \xi_2)(\xi_2 - \xi)} [X\xi(\xi_2^2 - \xi_1^2) + X_1\xi_1(\xi^2 - \xi_2^2) + X_2\xi_2(\xi_1^2 - \xi^2)].$$

Ces équations fournissent une méthode pour déterminer $\frac{e}{m}$ et la vitesse de projection de l'ion.

Si les particules chargées sont projetées à partir du plan $x = 0$ dans toutes les directions avec une vitesse constante v , les distances qu'elles atteignent comptées à partir de ce plan varient entre

$$\frac{2}{\omega} \left(\frac{X}{H} - v \right) \quad \text{et} \quad \frac{2}{\omega} \left(\frac{X}{H} + v \right).$$

La plus petite valeur est celle de la distance atteinte par les particules projetées parallèlement au plan dans la direction pour laquelle la force agissant sur la particule en mouvement et due au champ magnétique est dirigée vers le plan. La plus grande valeur correspond à la distance parcourue par les particules projetées parallèlement au plan dans la direction opposée.

S'il y a un second plan à une distance d du plan d'où partent les particules, ces dernières lorsque le champ magnétique est constant l'atteindront toutes si la force électrique X , est égale ou supérieure à la valeur donnée par l'équation

$$d = \frac{2}{\omega} \left(\frac{X_1}{H} - v \right).$$

Aucune d'elles ne l'atteindra au contraire si la force électrique X_2 est inférieure ou égale à la valeur donnée par l'équation

$$d = \frac{2}{\omega} \left(\frac{X_2}{H} + v \right).$$

De ces deux équations nous tirons

$$v = \frac{1}{2} \frac{X_1 - X_2}{H}, \quad \frac{e}{m} = \frac{X_1 + X_2}{H^2 d};$$

avec une force électrique constante, toutes les particules seront empêchées d'atteindre le second plan, si la force magnétique H ,

est égale ou supérieure à la valeur donnée par l'équation

$$d = \frac{2m}{eH_1} \left(\frac{X}{H_1} + v \right).$$

Aucune d'elles ne sera au contraire arrêtée par une force magnétique H_2 égale ou inférieure à la valeur donnée par l'équation

$$d = \frac{2m}{eH_2} \left(\frac{X}{H_2} - v \right).$$

De ces équations nous tirons

$$v = \frac{X(H_1 - H_2)}{H_1 H_2}, \quad \frac{e}{m} = \frac{2X}{H_1 H_2 d}.$$

On peut utiliser ces résultats pour calculer v et $\frac{e}{m}$.

§8. Le cas où les forces électrique et magnétique sont perpendiculaires l'une à l'autre est très important, car c'est à lui que correspondent les champs produits par les ondes électriques. Dans ces ondes les forces électrique et magnétique ne sont pas constantes, mais on peut les considérer comme proportionnelles à $\cos pt$ dans le cas d'une onde harmonique simple. Quand les ondes sont toutes divergentes, la force électrique est égale à V fois la force magnétique, V étant la vitesse de propagation des ondes électriques dans le milieu. Si donc la direction de propagation de l'onde est parallèle à l'axe des y et si la force magnétique est parallèle à l'axe des z et égale à $H_0 \cos \theta$, la force électrique est parallèle à l'axe des x et égale à $VH_0 \cos \theta$, où $\theta = p \left(t - \frac{y}{V} \right)$. Les équations du mouvement d'une particule chargée sous l'influence de l'onde électrique sont alors

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e \left(V - \frac{dy}{dt} \right) H_0 \cos \theta,$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = e \frac{dx}{dt} H_0 \cos \theta.$$

D'après ces équations, nous avons

$$\frac{dx}{dt} = - \frac{e}{m} \frac{V}{p} H_0 \sin \theta,$$

$$\frac{d^2 2\theta}{dt^2} + \frac{H_0^2 e^2}{m^2} \sin 2\theta = 0.$$

Par suite de l'analogie présentée par la seconde de ces équations avec celle qui représente le mouvement du pendule simple, nous voyons que le caractère du mouvement de l'ion dépendra de la valeur de $\frac{H_0 e}{pm}$. Si cette quantité est grande, la vitesse moyenne de l'ion paral-

lèlement à l'axe des x s'évanouira, tandis que celle qui est parallèle à l'axe des y sera égale à V . Ainsi, dans ce cas, l'onde transportera avec elle les particules chargées. Si $\frac{H_0 e}{pm}$ est petit, l'effet de l'onde sera de superposer au mouvement non troublé un faible mouvement vibratoire parallèle à la force électrique de l'onde et dirigé ainsi à angle droit sur la direction de propagation.

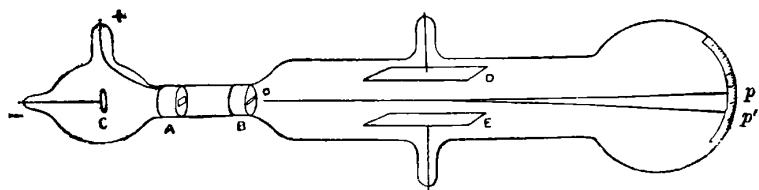
CHAPITRE V.

DÉTERMINATION DU RAPPORT DE LA CHARGE A LA MASSE D'UN ION.

59. La valeur de $\frac{e}{m}$, quotient de la charge d'un ion par sa masse, a été déterminée en appliquant quelques-uns des résultats discutés dans le Chapitre précédent. Le premier cas que nous considérerons sera celui des ions dans les rayons cathodiques.

Les rayons cathodiques sont les courants partant de la cathode, dans un tube où le vide a été fait à un degré élevé, lorsque y passe une décharge électrique. Ils donnent lieu à une vive phosphorescence lorsqu'ils frappent la paroi de verre du tube. Dans le Chapitre que nous leur consacrerons, nous montrerons jusqu'à l'évidence qu'ils sont formés de particules chargées négativement, partant du voisinage de la cathode et se mouvant en ligne droite avec une très grande vitesse. Supposant que telle est la nature de ces rayons, nous montrerons ici comment on peut déterminer la vitesse des par-

Fig. 31.



ticules qui les constituent et la valeur de $\frac{e}{m}$. Supposons que nous ayons un tube où le vide ait été poussé très loin et du modèle de celui représenté (fig. 31).

Dans ce tube, C est la cathode, A l'anode, B un disque de métal épais relié à la terre. Des trous de 1^{mm} ou une fente diamétrale sont percés au centre du disque et à travers l'anode. Quelques-uns des rayons cathodiques issus du voisinage de la cathode traversent ces

ouvertures. Dans la partie du tube située à droite du disque, nous avons ainsi un pinceau de particules électrisées négativement, se mouvant en ligne droite parallèlement à la ligne joignant les trous des disques. La région où ils frappent le tube est marquée par une tache phosphorescente p . Supposons maintenant le tube placé dans un champ magnétique uniforme, les lignes de force du champ étant à angle droit sur la trajectoire des ions. Les trajectoires seront alors des cercles de rayon $\frac{mv}{eH}$, m étant la masse de l'ion, e sa charge, v sa vitesse et H la force magnétique. Le point où ces particules frapperont le tube ne sera plus en p , mais en quelque autre point p' , la direction pp' étant à angle droit sur la force magnétique, op' étant un arc de cercle dont op est une tangente. Nous avons

$$pp'(2R + pp') = op^2,$$

R étant le rayon du cercle, donc

$$2R = \frac{op^2}{pp'} - pp';$$

mais, puisque $R = \frac{mv}{eH}$, nous avons

$$2\frac{mv}{eH} = \frac{op^2}{pp'} - pp'.$$

Si le champ magnétique n'est pas uniforme, nous pouvons procéder comme suit : le rayon de courbure ρ de la trajectoire en un point est donné par

$$\frac{1}{\rho} = \frac{He}{vm};$$

or, la trajectoire de l'ion étant peu incurvée, $\frac{1}{\rho}$ est très approximativement égal à $\frac{d^2y}{dx^2}$, y et x étant les coordonnées de l'ion, x étant mesuré suivant sa trajectoire non troublée et y perpendiculairement. Nous avons

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{He}{vm},$$

d'où

$$(1) \quad pp' = \frac{e}{vm} \int_0^{op} \left[\int_0^x H dx \right] dx.$$

Si donc nous mesurons pp' et connaissons la distribution de la force magnétique H le long du tube, nous pouvons déterminer $\frac{e}{vm}$ à partir de cette équation. Ceci nous donne une relation entre v et $\frac{m}{e}$.

Nous pouvons déterminer ν de la manière suivante; deux plaques parallèles E et D sont disposées dans le tube, parallèlement aux lignes de force magnétiques et parallèlement par suite au chemin primitif des rayons. On maintient ces plaques à des potentiels connus en les reliant aux pôles d'une batterie. Nous avons ainsi entre les plaques un champ électrique dont les lignes de force sont à angle droit sur les lignes de force magnétiques et sur la direction du mouvement des ions. Cette force électrostatique Y tend à les dévier, la force agissant sur un ion étant Ye. La force provenant du champ magnétique agit suivant la même direction et est égale à $H e \nu$. Choisissons le signe de la différence de potentiel tel que les forces électrique et magnétique soient opposées l'une à l'autre. Conservant l'une d'entre elles fixe, par exemple la force électrique, nous ferons varier l'autre, jusqu'à ce que les deux forces s'équilibrent. On peut déterminer cet instant en observant le moment où la tache phosphorescente p' a repris sa position primitive. Quand ce résultat est obtenu, nous avons

$$(2) \quad \begin{aligned} Y e &= H e \nu, \\ \nu &= \frac{Y}{H}. \end{aligned}$$

En mesurant $\frac{Y}{H}$ nous pouvons ainsi déterminer la vitesse des ions formant les rayons cathodiques. Comme nous connaissons $\frac{e}{\nu m}$ par les expériences de déviation magnétique, nous pouvons par cette méthode déterminer à la fois les valeurs de $\frac{e}{m}$ et de ν . L'équation (2) suppose que les champs électrique et magnétique sont uniformes. Si cette condition n'est pas remplie, nous devons procéder comme suit. Supposons que p'' soit la position déviée de p quand le champ électrique agit seul sur les rayons. Nous pouvons démontrer facilement que

$$(3) \quad pp'' = \frac{e}{\nu^2 m} \int_0^{op} \left[\int_0^x Y dx \right] dx.$$

Si donc nous connaissons la distribution du champ électrique et la valeur de pp'' , nous pouvons à l'aide de l'équation (3) trouver la valeur de $\frac{e}{\nu^2 m}$; et comme avec l'équation (2) nous pouvons déterminer $\frac{e}{\nu m}$ nous avons les données nécessaires au calcul de ν et de $\frac{e}{m}$.

Pour que cette méthode soit applicable, il est nécessaire que la pression du gaz dans le tube à décharge soit très faible. Le passage des rayons cathodiques à travers un gaz le rend en effet conducteur.

Les rayons étant protégés alors contre le champ électrostatique par le gaz au travers duquel ils se meuvent, la répulsion électrostatique est difficile à apprécier. Mais, si la pression est très basse, la conductibilité du gaz est si faible que l'effet d'écran est à peine appréciable et qu'on observe facilement la déviation due au champ électrique.

Si la pression du gaz à travers lequel circulent les particules chargées n'est pas extrêmement basse, leur vitesse sera diminuée par suite de leurs chocs contre les molécules de gaz. Pour étudier cet effet, supposons que la vitesse d'une particule soit après un parcours x égale à $v_0 \varepsilon^{-kx}$; l'équation donnant y , déviation magnétique de la particule, sera

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{H e}{m v_0} \varepsilon^{kx}.$$

Si le champ magnétique est uniforme, nous avons

$$\begin{aligned} \frac{dy}{dx} &= \frac{H e}{m v_0 k} (\varepsilon^{kx} - 1), \\ y &= \frac{H e}{m v_0 k} \left(\frac{\varepsilon^{kx} - 1}{k} - x \right). \end{aligned}$$

Si la particule traverse le champ uniforme sur une distance l et s'il n'y a aucun champ sur la distance d , avant d'atteindre l'écran, la déviation sur ce dernier sera

$$y_{(x=l)} + d \left(\frac{dy}{dx} \right)_{x=l} = \frac{H e}{m v_0 k} \left(\frac{\varepsilon^{kl} - 1}{k} - l \right) + \frac{d H e}{m v_0 k} (\varepsilon^{kl} - 1)$$

ou si kl est petit

$$= \frac{H e}{m v_0} l \left[\frac{l}{2} \left(1 + \frac{kl}{3} \right) + d \left(1 + \frac{kl}{2} \right) \right].$$

Si z est la déviation due à la force électrique X , nous avons

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{X e}{m},$$

d'où

$$\frac{dz}{dt} = \frac{X e}{m} t, \quad z = \frac{1}{2} \frac{X e}{m} t^2,$$

$$\frac{dx}{dt} = v_0 \varepsilon^{-kx},$$

par suite

$$t = \frac{1}{k v_0} (\varepsilon^{kx} - 1).$$

Si donc, comme précédemment, la particule traverse sur une distance l un espace où agit une force électrique X et sur une distance d un espace où n'agit aucune force, la déviation Z au moment où elle

atteint l'écran est donnée par l'équation

$$z = \frac{Xe}{mv_0^2} \frac{l^2}{2} (1 + kl) + \frac{Xe}{mv_0^2} dl \left(1 + \frac{3kl}{2} \right);$$

par suite, nous avons

$$\frac{y^2}{z} = \frac{H^2 e}{mX} l \left(\frac{l}{2} + d \right) \left(1 - kl \frac{\left(\frac{l}{6} + \frac{d}{2} \right)}{\frac{l}{2} + d} \right).$$

L'effet retardateur produit par le gaz sur les rayons a pour conséquence de rendre trop faible la valeur de $\frac{e}{m}$ donnée par l'expression incorrecte

$$\frac{y^2}{z} = \frac{H^2 e}{Xm} l \left(\frac{l}{2} + d \right).$$

Dans un vide avancé la correction est faible.

Ainsi, si le gaz dans le tube est à la pression de 0^{mm},01, k pour des particules se mouvant avec une vitesse de 3 cm : s $\times 10^9$ est égal à environ 0,0085. D'autre part, le gaz résiduel doit tendre à rendre inférieure à $\frac{V}{D}$ la force électrique dans la partie de l'espace comprise entre les plateaux, V étant la différence de potentiel et D la distance entre eux. En faisant ainsi dans l'équation $X = \frac{V}{D}$, la valeur trouvée pour $\frac{e}{m}$ s'il reste du gaz résiduel tendra à être trop grande.

L'auteur (1) a par cette méthode en 1897 obtenu les valeurs de ν et $\frac{e}{m}$ données par la table suivante. La première colonne indique les noms des gaz remplissant le tube; les différents nombres donnés pour un gaz sont relatifs à des expériences faites sous différentes pressions.

Gaz.	ν .	$\frac{m}{e}$.
Air.....	$2,8 \times 10^9$	$1,3 \times 10^{-7}$
»	$2,8 \times 10^9$	$1,1 \times 10^{-7}$
»	$2,3 \times 10^9$	$1,2 \times 10^{-7}$
» *.....	$3,6 \times 10^9$	$1,3 \times 10^{-7}$
» *.....	$2,8 \times 10^9$	$1,1 \times 10^{-7}$
Hydrogène	$2,5 \times 10^9$	$1,5 \times 10^{-7}$
CO ²	$2,2 \times 10^9$	$1,5 \times 10^{-7}$

La moyenne des valeurs de $\frac{m}{e}$ est 1.3×10^{-7} ou $\frac{e}{m} = 7.7 \times 10^6$.

Nous voyons qu'aux erreurs près d'expérience, la valeur de $\frac{e}{m}$ est la

(1) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIV, 1897, p. 293.

même que le tube soit rempli d'air, d'hydrogène ou d'acide carbonique; cette expression doit donc être indépendante de la nature du gaz. L'auteur (1) obtint pour la première fois ce résultat par une méthode différente; on réglait la pression dans le tube à décharge de manière à obtenir une différence de potentiel constante entre les électrodes pour tous les gaz essayés. On prenait des photographies des rayons déviés par un champ magnétique constant et on put constater que la position de la tache était la même que le gaz dans le tube fût de l'air, de l'hydrogène, de l'acide carbonique ou de l'iodure de méthyle. Ces gaz ont des densités comprises entre des limites étendues, celle de l'iodure de méthyle étant près de 70 fois celle de l'hydrogène. La constance de la valeur de $\frac{e}{m}$ pour les ions qui constituent les rayons cathodiques contraste d'une manière frappante avec la variabilité de la quantité correspondante dans le cas des ions qui transportent le courant dans les électrolytes. On fit des expériences en changeant le métal constituant la cathode. Les expériences marquées d'un astérisque dans la table précédente ont été faites avec des électrodes de platine, les autres avec des électrodes d'aluminium. On peut voir que les valeurs de $\frac{e}{m}$ sont les mêmes dans les deux cas. De nouvelles séries d'expériences sur ce point ont été faites par H.-A. Wilson (2); il se servit de cathodes d'aluminium, de cuivre, de fer, de plomb, de platine, d'argent, d'étain, de zinc, et trouva les mêmes valeurs de $\frac{e}{m}$ dans tous les cas.

Nous sommes conduits à quelques conclusions très intéressantes en comparant les valeurs de $\frac{e}{m}$, soit 7.7×10^6 pour les ions des rayons cathodiques, avec la valeur de la quantité correspondante dans le cas des ions électrolytiques; la valeur la plus grande de $\frac{e}{m}$ dans le cas des électrolytes est celle qui correspond à l'ion hydrogène; soit $\frac{e}{m} = 10^4$ environ. Nous trouverons, en discutant la valeur de la charge électrique transportée par l'ion dans les rayons cathodiques, qu'elle est égale à celle transportée par l'ion hydrogène dans un électrolyte. Il s'ensuit que la masse de l'ion hydrogène doit être égale à 770 fois celle de l'ion des rayons cathodiques.

Le support de l'électricité négative dans ces rayons doit donc avoir une masse faible vis-à-vis de celle de l'atome d'hydrogène. Nous

(1) J.-J. THOMSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. IX, 1897, p. 243.

(2) H.-A. WILSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1901, p. 179.

reviendrons sur ce point après avoir étudié quelques autres phénomènes présentés par les ions gazeux.

60. Kaufmann a introduit une méthode où les déviations dues à un champ magnétique et à un champ électrique ont lieu simultanément et peuvent être mesurées avec une grande précision. Une plaque photographique est disposée à angle droit sur la trajectoire des rayons non déviés, et les champs électrique et magnétique sont disposés de manière à produire des déviations dans des directions rectangulaires.

Supposons que le champ magnétique donne lieu à une déviation verticale, le champ électrique à une déviation horizontale. Soit O le point où les rayons non déviés frappent la plaque. Si tous les rayons ont même vitesse, ils la frappent quand ils sont déviés en un point O', la distance verticale de O à O' étant

$$\frac{1}{2} \frac{He}{m\nu} l \left(\frac{l}{2} + d \right)$$

et la distance horizontale

$$\frac{1}{2} \frac{Xe}{m\nu^2} l \left(\frac{l}{2} + d \right).$$

Par suite, en mesurant les distances sur la plaque, on peut déterminer ν et $\frac{e}{m}$. Si les particules ont des vitesses différentes, nous trouvons lorsque les rayons sont déviés un certain nombre de points o_1, o_2, o_3 au lieu d'un seul point O'. En mesurant les déviations de ces points, nous pouvons déterminer les différentes vitesses des particules et les valeurs de $\frac{e}{m}$. Nous examinerons plus tard comment Kaufmann a appliqué cette méthode à la détermination de l'influence de la vitesse sur les valeurs de $\frac{e}{m}$ pour des particules dont la vitesse est comparable à celle de la lumière.

Ions dans les rayons de Lenard.

61. Lenard (1) a déterminé par la méthode décrite paragraphe 59 la vitesse et la valeur de $\frac{e}{m}$ dans le cas des rayons de Lenard. Ces rayons sont des rayons cathodiques échappés hors du tube à décharge à travers une fenêtre formée d'une feuille d'aluminium très mince. Dans ces expériences, les rayons, après être sortis du tube à dé-

(1) LENARD, *Wied. Ann.* t. XLIV, 1898, p. 279.

charge, pénétraient dans un vase où on avait fait un vide élevé et où ils étaient déviés par des forces électriques et magnétiques, comme il a été indiqué dans le précédent paragraphe. La Table suivante donne les résultats de ces expériences.

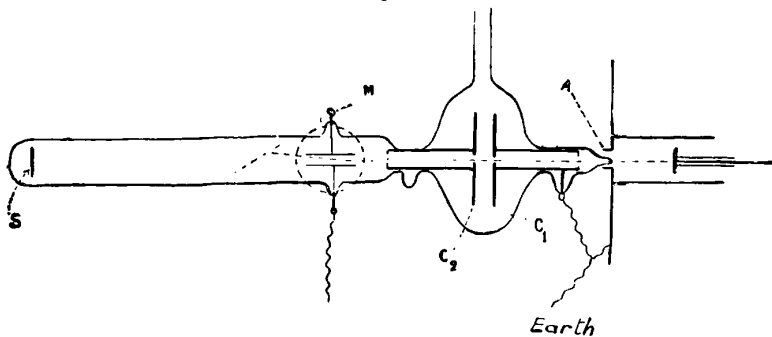
v cm : sec.	$\frac{e}{m}$.
$6,7 \times 10^9$	$6,49 \times 10^6$
7×10^9	$6,32 \times 10^6$
$8,1 \times 10^9$	$6,36 \times 10^6$

La moyenne des valeurs de $\frac{e}{m}$ est $6,39 \times 10^6$; elle concorde bien avec la valeur $7,7 \times 10^7$ trouvée plus haut. Il est à remarquer que les vitesses des ions sont beaucoup plus grandes dans ce cas que dans le précédent. Si nous réunissons les deux séries d'expériences, nous voyons que les vitesses des ions vont de $2,2 \text{ cm} : \text{s} \times 10^9$ à $8,1 \text{ cm} : \text{s} \times 10^9$, sans qu'on puisse saisir aucun indice de variation de $\frac{e}{m}$.

Lenard (¹) a fait également quelques expériences très intéressantes relatives à l'action accélératrice ou retardatrice d'un champ électrique extérieur sur le mouvement des ions. L'appareil employé dans ce but est représenté (fig. 32).

Les rayons, après avoir traversé la fenêtre A, passent à travers des

Fig. 32.



petites ouvertures pratiquées dans deux plaques métalliques parallèles circulaires C_1 et C_2 ; C_1 est toujours reliée à la terre alors que C_2 est chargée positivement ou négativement par une machine électrique. En quittant ce condensateur, les rayons passent entre deux plaques M destinées à produire la déviation électrostatique sur un écran S. Le cercle figuré en pointillé autour de M représente la bobine servant à produire la déviation magnétique. On mesurait les vitesses

(¹) LENARD, *Wied. Ann.*, t. XLV, 1898, p. 504.

des ions 1^o quand les plaques du condensateur C₁, C₂ étaient au même potentiel; 2^o quand on les maintenait à des potentiels différents. On trouva que, lorsque la plaque C₂ était électrisée négativement, la vitesse dans le second cas était moindre que dans le premier. Lorsque au contraire la plaque C₂ était électrisée positivement, on observait le résultat inverse. Si v₁ est la vitesse de l'ion dans le premier cas, v₂ sa vitesse dans le second, si l'on suppose que toute la variation de l'énergie est due à l'action du champ électrique, nous avons

$$(1) \quad \frac{1}{2} m (v_2^2 - v_1^2) = eV,$$

V étant la différence de potentiel entre les plaques et V étant considéré comme positif quand C₂ est à un potentiel plus élevé que C₁. Les résultats des expériences de Lenard sont donnés dans le Tableau suivant. La quatrième colonne contient les valeurs de $\frac{e}{m}$ calculées à partir de l'équation (1).

v ₁ cm : sec.	v ₂ cm : sec.	V (C.G.S. électromagnétiques).	$\frac{e}{m}$.
0,70 × 10 ¹⁰	0,35 × 10 ¹⁰	− 291 × 10 ¹⁰	6,2 × 10 ⁸
0,68 × 10 ¹⁰	0,34 × 10 ¹⁰	− 210 × 10 ¹⁰	8,1 × 10 ⁸
0,62 × 10 ¹⁰	0,89 × 10 ¹⁰	+ 291 × 10 ¹⁰	6,9 × 10 ⁸
0,77 × 10 ¹⁰	0,47 × 10 ¹⁰	− 291 × 10 ¹⁰	6,4 × 10 ⁸
0,79 × 10 ¹⁰	1,0 × 10 ¹⁰	+ 291 × 10 ¹⁰	6,6 × 10 ⁸
0,88 × 10 ¹⁰	1,07 × 10 ¹⁰	+ 291 × 10 ¹⁰	6,5 × 10 ⁸

La constance de la valeur de $\frac{e}{m}$ est une importante confirmation de l'exactitude de l'hypothèse que les rayons sont constitués par des particules chargées animées d'un mouvement rapide.

Méthode de détermination des valeurs de $\frac{e}{m}$ et de v par mesure de l'énergie transportée par les rayons cathodiques.

62. On a employé plusieurs autres méthodes pour mesurer $\frac{e}{m}$. L'une d'elles employée par l'auteur (1) consiste à mesurer l'énergie transportée par les rayons. Dans ce but, un pinceau étroit de rayons pénètre par un petit trou dans un cylindre métallique et tombe sur un couple thermo-électrique. Le choc des rayons chauffe le couple, et, si l'on mesure avec un galvanomètre la vitesse avec laquelle

(1) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIV, 1897, p. 293.

s'accroît la température de la soudure chaude, on peut déterminer la quantité de chaleur qui lui est cédée pendant l'unité de temps. Appelons Q cette quantité. Si nous supposons que toute l'énergie possédée par les rayons cathodiques est convertie en chaleur, nous avons

$$\frac{1}{2} N m v^2 = Q,$$

N étant le nombre d'ions qui pénètrent à travers le trou dans le cylindre pendant l'unité de temps, m la masse et v la vitesse d'un ion. Si e représente la charge de l'ion, Ne unités d'électricité négative entreront par unité de temps dans le cylindre. On peut mesurer aisément la vitesse avec laquelle la charge négative du cylindre s'accroît s'il est isolé et relié à un électromètre. Soit E la vitesse avec laquelle s'accroît la charge négative du cylindre; nous avons

$$Ne = E.$$

En éliminant N entre ces équations,

$$\frac{1}{2} \frac{m}{e} v^2 = \frac{Q}{E}.$$

Si nous observons la déviation produite par un champ magnétique connu, nous déterminerons $\frac{mv}{e}$. Or, comme nous venons précisément de voir une manière de déterminer $\frac{mv^2}{e}$, nous pouvons en déduire les valeurs de v et de $\frac{m}{e}$. Les résultats des expériences faites par cette méthode sont donnés ci-dessous.

Gaz.	v .	$\frac{e}{m}$.
Air.....	$2,4 \times 10^9$	$1,1 \times 10^7$
Air.....	$3,2 \times 10^9$	$1,4 \times 10^7$
Hydrogène.....	$2,5 \times 10^9$	$1,0 \times 10^7$

La moyenne des valeurs de $\frac{e}{m}$ est $1,17 \times 10^7$. Cette valeur est considérablement plus grande que celles trouvées précédemment. La méthode cependant n'est pas aussi sûre que la précédente, puisqu'il faut faire trois mesures : déviation magnétique, effet calorifique et vitesse d'accroissement de la charge du cylindre : or non seulement les mesures sont plus nombreuses, mais présentent aussi plus de difficultés; les déterminations de l'effet calorifique et de la vitesse d'accroissement de la charge sont beaucoup plus compliquées que celles de la déviation électrostatique.

La conductibilité donnée au gaz par le passage des rayons catho-

diques à son travers permet à une partie de la charge du cylindre de se perdre et tend à rendre trop faible la valeur observée pour E. Dans les expériences décrites ci-dessus, on s'efforça de diminuer autant que possible ces effets en reliant le cylindre à un condensateur de grande capacité, la charge négative des rayons ne produisant alors qu'une faible variation du potentiel du cylindre. Nous pouvons remarquer en passant que les charges négatives transportées par les rayons sont très grandes. Ainsi, avec une toute petite ouverture (de 1^{mm} de rayon environ) le potentiel du cylindre variait quelquefois de 5 volts par seconde quand il était exposé aux rayons, bien qu'il fût relié à un condensateur de 0,15 microfarad de capacité.

Méthode de détermination de v et de $\frac{e}{m}$ par la déviation magnétique et la différence de potentiel entre les électrodes d'un tube à décharge.

63. Ces méthodes, qui furent pour la première fois employées par Schuster (1) en 1890, sont basées sur les principes suivants. Si V est la différence de potentiel entre les extrémités d'un tube, le travail effectué sur un ion en passant de l'une à l'autre est Ve. Donc l'énergie électrique qu'il acquiert ne peut être supérieure à Ve. Nous avons donc

$$\frac{1}{2}mv^2 \leq Ve.$$

En observant l'action d'un aimant sur la décharge (Schuster mesurait les rayons des cercles, trajectoires des ions dans un champ magnétique intense), nous connaissons la valeur de $\frac{mv}{e}$; appelons q cette quantité, l'équation précédente nous donne

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{q^2}.$$

Pour trouver une limite inférieure de $\frac{e}{m}$, Schuster prit v égal à la racine carrée de la moyenne des carrés des vitesses des atomes de gaz dans le tube. Appelons cette vitesse U; nous avons

$$\frac{e}{m} = \frac{U}{q}.$$

(1) SCHUSTER, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, p. 526.

Schuster par cette méthode trouva pour l'air

$$\frac{e}{m} \leq 11 \times 10^8,$$

$$\frac{e}{m} \geq 10^3.$$

Si nous supposons la charge de l'atome d'azote égale à trois fois celle de l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse des liquides et si m est la masse de l'atome d'azote, $\frac{e}{m} = 2 \cdot 10^3$. Cette valeur étant comprise entre les limites déterminées précédemment, Schuster en conclut que les particules électrisées négativement dans les rayons cathodiques à l'intérieur d'un tube plein d'azote étaient des atomes d'azote. Nous avons vu que des recherches plus récentes ont conduit à une conclusion toute différente.

64. Plusieurs déterminations des valeurs de $\frac{e}{m}$ et de ν ont été faites dans l'hypothèse que l'énergie cinétique possédée par l'ion est égale à celle qu'il pourrait acquérir en passant à travers la différence de potentiel ν de l'anode à la cathode. Dans cette hypothèse nous avons

$$(1) \quad \frac{1}{2} m \nu^2 = V e,$$

et, si q ou $\frac{m\nu}{e}$ sont déterminés par déviation magnétique, nous avons

$$\frac{e}{m} = \frac{2V}{q^2}.$$

Des déterminations de $\frac{e}{m}$ ont été faites par Kaufmann (1) et plus tard par Simon (2); d'après ce principe, Kaufmann trouva

$$\frac{e}{m} = 1.86 \times 10^7,$$

et Simon, qui fit un grand nombre d'expériences dans lesquelles la différence de potentiel entre l'anode et la cathode variait de 4860 à 11840 volts, trouva que

$$\frac{e}{m} = 1,865 \times 10^7.$$

Il trouva la valeur de $\frac{e}{m}$ indépendante de la différence de potentiel. Il se servait d'une machine de Wimshurst pour produire la décharge,

(1) KAUFMANN, *Wied. Ann.*, 5^e série, t. LXI, p. 544; t. LXII, 1897, p. 596; t. LXV, 1898, p. 431.

(2) SIMON, *Wied. Ann.*, 5^e série, t. LXIX, 1899, p. 589.

car elle permet de maintenir une différence de potentiel plus constante qu'une bobine d'induction.

Les valeurs de $\frac{e}{m}$ obtenues ainsi sont supérieures à celles trouvées par les méthodes décrites précédemment. Mais cette méthode est sujette à objections; elle suppose en effet que l'énergie cinétique d'un ion est égale au travail effectué sur lui en partant de la cathode elle-même, subissant ainsi la chute maxima de potentiel dans le tube; on suppose donc que tout le travail accompli par le champ électrique est dépensé pour accroître l'énergie cinétique de l'ion sans qu'aucune partie en soit perdue par collisions avec les molécules du gaz qu'il traverse. De plus, nous n'avons aucun droit de supposer sans preuve que l'ion part de la cathode elle-même. Nous verrons que dans tous les cas, quand la pression n'est pas très basse, un grand nombre d'ions sont produits à une très petite distance de la cathode, et, comme la variation du potentiel dans le voisinage de celle-ci est très rapide, de tels ions ne subiront qu'une chute de potentiel notablement plus faible que ceux qui partent de la cathode elle-même. Le fait que les valeurs de $\frac{e}{m}$ trouvées par cette méthode sont indépendantes de la différence de potentiel n'entraîne pas absolument comme conclusion que les ions partent de la cathode dans les cas considérés. Supposons en effet que la distance à la cathode du point d'où parte la plus grande partie des ions soit d et que le gradient de potentiel soit $V\beta$. La chute de potentiel subie par les ions est $V(1-\beta d)$; or β diminue quand la pression du gaz diminue, tandis que d s'accroît. Il est donc très possible que βd soit indépendant de la pression du gaz. Ce fait se produirait par exemple si β lui était directement et d inversement proportionnel. Dans ce cas, la chute de potentiel subie par les ions serait toujours une fraction constante de la chute totale de potentiel dans le tube. La valeur de $\frac{e}{m}$ déterminée par l'équation (1) serait ainsi toujours dans un rapport constant avec la valeur vraie. La différence maxima de potentiel employée par Simon étant seulement de 11000 volts, la pression ne pouvait avoir été très basse dans ses expériences. Quand la pression du gaz est extrêmement faible, le nombre de collisions que l'ion dans sa trajectoire subit contre les molécules peut être réduit à de si faibles proportions, que peu d'ions nouveaux soient produits ainsi. Dans ce cas, le plus grand nombre des ions peut venir de l'électrode elle-même. Mais même dans ce cas, l'emploi de l'équation (1) n'est pas légitime, puisque une partie du travail peut être dépensée pour arracher les ions du métal

et le reste seulement servir à accroître leur énergie cinétique. Ces considérations montrent que l'équation (1) conduit à une évaluation excessive de l'énergie cinétique de l'ion, et que par suite comme

$$\frac{e}{m} - \frac{mv^2}{eq^2};$$

la valeur de $\frac{e}{m}$ calculée par cette méthode tend à être trop forte.

Des expériences récentes, dues à Seitz (1), ont montré que, lorsque la pression du gaz est très faible, l'énergie cinétique acquise par les corpuscules est égale à Ve . La déviation des corpuscules par un champ électrique, la production de chaleur à laquelle ils donnent lieu et la chute de potentiel à la cathode, conduisent toutes à la connaissance de la même grandeur, l'énergie cinétique du corpuscule. Seitz détermina l'énergie cinétique par chacune de ces méthodes et trouva qu'elles donnaient toutes les mêmes valeurs.

La méthode employée par Lenard et que nous avons décrite page 124, bien qu'elle dépende des mêmes équations, n'est pas sujette aux mêmes objections. Dans cette méthode en effet, la différence de potentiel qui intervient dans les équations est appliquée aux ions après leur naissance et lorsqu'ils sont déjà lancés sur leur trajectoire. Dans ce cas, l'accroissement de leur énergie cinétique doit être égal au travail effectué, si nous pouvons négliger la perte d'énergie cinétique due aux collisions contre les molécules du gaz. On peut éliminer cet effet en faisant l'expérience à très basse pression et en faisant varier la longueur de la trajectoire parcourue par l'ion dans le champ électrique.

Becker (2) a déterminé tout récemment par cette méthode $\frac{e}{m}$ pour les rayons cathodiques; il a trouvé $\frac{e}{m} = 1,8 \times 10^7$, la vitesse des rayons étant d'environ 10^{10} cm:s.

63. En janvier 1897, Wiechert (3) publia une détermination des valeurs entre lesquelles doit être compris $\frac{e}{m}$. Les principes sur lesquels est basée cette détermination sont les suivants. En mesurant la déviation magnétique dans un champ connu, nous pouvons déterminer $\frac{m}{e}v$. Pour obtenir une seconde relation entre $\frac{m}{e}$ et v ,

(1) SEITZ, *Ann. der Phys.*, t. VIII, 1902, p. 233.

(2) BECKER, *Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 381.

(3) WIECHERT, *Sitzungsberichte der Physikal-ökonom. Gesellsch. zu Königsberg*, I, Pt. 38, 1897, p. 1.

Wiechert pose

$$(1) \quad \frac{1}{2} \frac{m}{e} v^2 = kV,$$

V étant la différence de potentiel entre les électrodes dans le tube à décharge et k une quantité inconnue qui ne peut être supérieure à l'unité. Pour obtenir la valeur maxima de V et par suite de $\frac{e}{m}$, on prend dans (1) k égal à l'unité. Pour obtenir les valeurs minima de V et $\frac{e}{m}$. Wiechert suppose que l'énergie cinétique des ions dans les rayons cathodiques est plus grande que celle qui pourrait être due à une chute sous une différence de potentiel égale à la chute de potentiel cathodique. La chute cathodique de potentiel est la différence entre le potentiel de la cathode et celui d'un point situé à la limite extérieure de cet espace sombre qui entoure la cathode. Warburg a montré que cette chute cathodique est indépendante de l'intensité du courant à travers le gaz, de la pression et dans certaines limites de la nature des électrodes. Sa valeur dans l'air étant de 270 volts, Wiechert supposa qu'une valeur minima de kV était 200 volts. Les motifs de cette hypothèse ne semblent pas évidents. *A priori*, il semblerait plus probable que la valeur minimum à prendre pour kV soit la différence de potentiel, non entre la cathode et la limite extérieure de cet espace sombre, mais entre cette limite et le point où on déterminait la déviation magnétique des rayons. Nous savons en effet que les rayons sont complètement formés en ce point limite, tandis qu'il n'est aucunement certain qu'à des pressions modérées ils existent tous au voisinage de la cathode. Grâce à ces hypothèses, Wiechert trouva, pour la valeur maxima de $\frac{e}{m}$, 4×10^7 et, pour la valeur minima, 4×10^6 .

66. Wiechert (1) a également déterminé par une mesure directe la vitesse des ions dans les rayons cathodiques. Il employa une méthode appliquée pour la première fois dans ce but par Des Coudres (2). Le principe en est le suivant. Supposons que ABCD, A'B C D' soient deux circuits traversés par des courants alternatifs de fréquence élevée tels que ceux produits par la décharge d'une bouteille de Leyde. Supposons les deux courants en phase dans les deux circuits et ces circuits placés près d'un tube au travers duquel passent les rayons cathodiques. Les courants dans les circuits donneront nais-

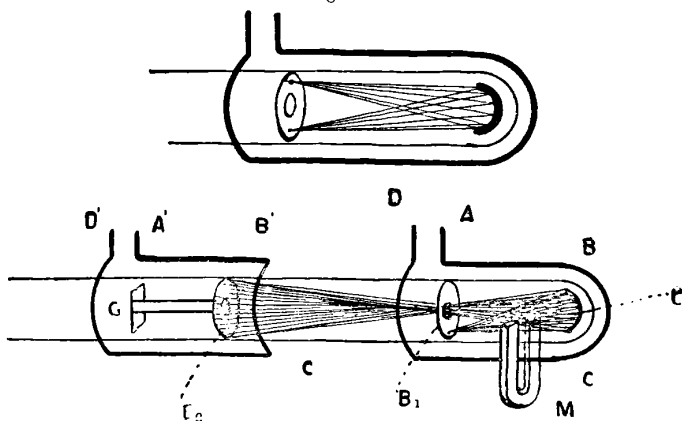
(1) WIECHERT, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 739.

(2) DES COUDRES, *Verhandl. d. physikal. Gesellsch. zu Berlin*, XIV, 1895, p. 86

sance à des forces électriques et magnétiques qui dévieront les rayons quand ils passeront à leur travers. Si la vitesse de ceux-ci était infinie, les déviations produites par les deux circuits seraient égales et de même sens. Si au contraire ils mettent un temps fini pour aller d'un circuit à l'autre et si la distance entre les circuits est telle que ce temps soit égal à la demi-période du courant, la déviation produite par le premier circuit sera égale et opposée à celle produite par le deuxième. Si au contraire la distance entre les circuits est telle que le temps mis par les rayons pour aller de l'un à l'autre soit égal à un quart de période, lorsque l'effet produit par le circuit ABCD sera maximum, celui produit par le circuit A'B'C'D' sera nul.

Le dispositif employé pour appliquer ces principes à la détermination de la vitesse des rayons cathodiques est représenté (fig. 33). ABCD, A'B'C'D' sont les circuits traversés par les décharges des bouteilles, C est une cathode concave, B, B₂ sont des diaphragmes métal-

Fig. 33.



liques perforés en leur centre, G est un écran recouvert d'une matière qui devient phosphorescente sous l'influence du bombardement cathodique. M, un aimant en fer à cheval, dévie les rayons hors du trou du diaphragme B. Si aucun courant ne traverse les circuits ABCD, A'B'C'D', les rayons cathodiques sont arrêtés par le diaphragme et l'écran phosphorescent reste sombre. Si un courant passe à travers ABCD, le pinceau des rayons cathodiques est dévié et se balance d'arrière en avant comme un pendule. Si pendant ce balancement le pinceau des rayons frappe le trou en B₁, quelques-uns d'entre eux traversent B₁ et B₂, et l'écran G est illuminé. L'éclat de cette luminosité sera maximum lorsque le trou situé en B₁ se trouvera juste

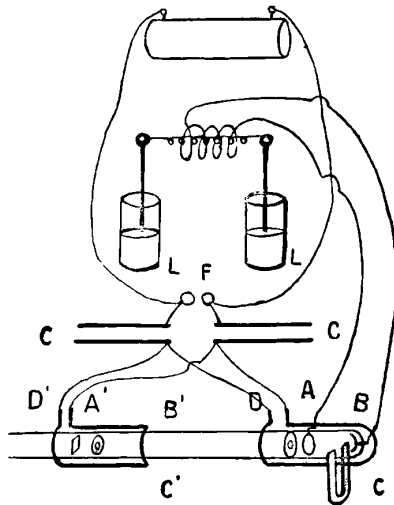
à une extrémité de l'élongation provoquée par le courant en ABCD. Dans ce cas, en effet, le pinceau s'arrête un instant et le temps pendant lequel il reste sur le trou est par suite maximum. S'il n'y a aucun courant dans A'B'C'D', la position de la tache phosphorescente sur l'écran sera sur la ligne joignant les trous des deux diaphragmes. Si un courant de même phase que celui qui circule en ABCD traverse A'B'C'D', les rayons cathodiques qui atteignent le diaphragme seront déplacés vers le haut par le courant ABCD, ils seront semblablement déviés par celui qui circule en A'B'C'D' et la tache phosphorescente se trouvera au-dessus de la ligne des trous; si au contraire les courants en ABCD et A'B'C'D' se trouvent en opposition de phase, la tache sera déplacée vers le bas. On renversera la direction du déplacement de la tache en renversant les pôles de l'aimant. Si les phases des courants en ABCD, A'B'C'D' diffèrent de un quart de période, quand le déplacement vertical dû à ABCD sera maximum, celui dû à A'B'C'D' sera nul et la distribution verticale de la lumière sur l'écran G ne sera pas affectée par le déplacement de l'aimant M. Nous pouvons nous assurer que les rayons qui traversent l'ouverture B₁ sont ceux qui passent quand le déplacement vertical dû au courant ABCD est maximum en augmentant graduellement la déviation des rayons par déplacement de l'aimant M. Lorsque nous avons obtenu pour M une position telle qu'un accroissement nouveau de la déviation empêche tout rayon d'atteindre l'écran, nous savons que seuls ceux qui subissent la déviation maximum sont soumis à l'action de A'B'C'D'. Si alors nous déplaçons A'B'C'D' et l'amenons en une position telle que la distribution verticale de la phosphorescence sur l'écran ne soit pas affectée par un renversement de l'aimant, nous savons que lorsque les rayons passent à travers A'B'C'D' le courant dans ce circuit a une différence de phase de un quart de période avec celui qui circule dans ABCD lorsque les rayons le traversent. Si les circuits ABCD, A'B'C'D' sont disposés de telle sorte que les courants qui les traversent soient en phase, nous savons que les rayons ont mis un quart de période pour passer de ABCD à A'B'C'D'; la période des courants peut être déterminée par la méthode de Lecher (¹). Si donc nous connaissons la distance des circuits, nous pouvons déterminer la vitesse des rayons.

La figure 34 représente le dispositif employé pour appliquer cette méthode. CC sont deux paires de plaques parallèles; la paire supé-

(¹) LECHER, *Wied. Ann.*, t. XCI, 1890, p. 850.

rieure est mise en communication avec un micromètre à étincelles relié aux pôles d'une bobine d'induction F; la paire inférieure est connectée symétriquement avec les circuits ABCD, A'B'C'D'. Les rayons cathodiques sont produits par un système en relation électrique avec celui qui produit les oscillations. L et L sont deux bouteilles de Leyde dont les armatures externes sont reliées aux deux extrémités

Fig. 34.



de l'intervalle explosif F. Les armatures internes sont connectées au primaire d'un transformateur à haute tension dont le secondaire est relié à l'anode et à la cathode d'un tube à décharges. Afin d'éviter la dispersion des rayons sur les parois du tube durant leur passage d'un circuit à l'autre, une spirale magnétisante était enroulée autour du tube, produisant une force magnétique parallèle à sa longueur; elle concentrait ainsi les rayons le long de l'axe et rendait les observations plus faciles. Avec ce dispositif, on put non seulement trouver une position de A'B'C'D' pour laquelle les courants différaient de un quart de période quand ils étaient traversés par les rayons, mais une seconde position où ils différaient de trois quarts de période.

Si λ est la distance entre les circuits quand ils diffèrent d'un quart de période, L la longueur d'onde des ondes électriques qui les parcourent, v la vitesse des rayons, V la vitesse de la lumière,

$$\frac{v}{V} = \frac{\lambda}{L} \cdot \frac{1}{4}$$

Ainsi dans une expérience $L = 940^{\text{cm}}$, $\lambda = 39$, ν était par conséquent égal à 5×10^9 . La pression était comprise entre un demi et un quart de millimètre. ν étant déterminé, nous obtenons $\frac{e}{m}$ à partir de $\frac{mv}{e}$, obtenu en mesurant la déviation magnétique des rayons. La détermination de ν par cette méthode est pleine de difficultés, et nous ne pouvons en attendre un haut degré d'exactitude. Comme résultat de ses expériences, Wiechert arriva à la conclusion que $\frac{e}{m}$ a une valeur comprise entre $1,55 \times 10^7$ et $1,01 \times 10^7$. La valeur qu'il donne comme la plus probable est $1,26.10^7$.

Détermination de $\frac{e}{m}$ pour les ions négatifs produits quand la lumière ultra-violette tombe sur une plaque métallique, le gaz à travers lequel les ions passent étant à très basse pression.

67. L'auteur (1) a déterminé par la méthode suivante les valeurs de $\frac{e}{m}$ pour les ions négatifs produits par l'incidence de la lumière ultra-violette sur des plaques métalliques. On a démontré paragraphe 57 que lorsque les ions partent du repos à partir du plan $x=0$ au temps $t=0$, et sont soumis à un champ électrique uniforme d'intensité X parallèle à l'axe des x et à un champ magnétique uniforme H parallèle à l'axe des z , la position de la particule au temps t est donnée par les équations

$$\begin{aligned} x &= \frac{m}{e} \frac{X}{H^2} \left[1 - \cos \left(\frac{e}{m} H t \right) \right], \\ y &= \frac{m}{e} \frac{X}{H^2} \left[\frac{e}{m} H t - \sin \left(\frac{e}{m} H t \right) \right], \end{aligned}$$

x et y étant ses coordonnées. Sa trajectoire est donc une cycloïde et la distance maxima que puisse atteindre l'ion à partir du plan $x=0$ est égale à $\frac{2mX}{eH^2}$. Supposons maintenant que nous ayons un certain nombre d'ions partant du plan $x=0$ et se mouvant vers le plan parallèle $x=a$ supposé illimité. Si a est moindre que $\frac{2mX}{eH^2}$, tous les ions qui partent de $x=0$ atteindront le plan $x=a$; si au contraire a est plus grand que $\frac{2mX}{eH^2}$, aucun d'eux n'y parviendra. Soient $x=0$ une plaque de zinc illuminée par de la lumière ultra-violette et par suite siège d'une émission d'ions négatifs, $x=a$ une plaque métal-

(1) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVIII, 1899, p. 547.

lique reliée à un électromètre; si l'on établit un champ électrique déterminé entre elles, tel que le nombre d'ions qui quittent $x = 0$ dans l'unité de temps soit déterminé, tous les ions qui partent de $x = 0$ atteindront le plan $x = a$ si a est moindre que $\frac{2 m X}{e H^2}$. La vitesse avec laquelle la plaque reliée à l'électromètre recevra une charge négative sera la même lorsqu'il y aura une force magnétique agissant entre les plaques et lorsqu'il n'y en aura pas. Si pourtant a est $\frac{2 m X}{e H^2}$, comme aucun ion parti de $x = 0$ n'atteindra la plaque $x = a$, celle-ci ne recevra aucune charge négative. Dans ce cas donc, le champ magnétique arrêtera entièrement l'apport d'électricité négative sur la plaque reliée à l'électromètre. Ainsi, dans cette théorie, si la distance entre les plaques est inférieure à une certaine valeur, la force magnétique n'a aucune action sur la vitesse avec laquelle la plaque reliée à l'électromètre reçoit une charge négative, tandis que, si au contraire la distance est supérieure à cette valeur, le champ magnétique arrête entièrement l'apport d'électricité négative. Les phénomènes réels ne sont pas aussi nets que cette théorie l'indique. Nous trouvons pratiquement que lorsque les plaques sont voisines la force magnétique produit seulement une action excessivement faible consistant en un accroissement de la vitesse de charge de la plaque. Si l'on accroît leur distance, on atteint un point où la force magnétique produit une très grande diminution de la vitesse de charge; elle ne l'arrête cependant pas brusquement; on observe en effet que sur un intervalle notable le champ magnétique diminue, mais n'arrête pas entièrement l'apport d'électricité négative. Pour des distances encore plus grandes, le courant qui va à la plaque pendant l'action de la force magnétique est tout à fait insignifiant devant celui qui l'atteint en l'absence de champ magnétique.

Nous obtiendrons tous ces intermédiaires au lieu d'une brusque disparition du courant si les ions sont projetés avec une vitesse finie, ou si au lieu de partir du plan $x = 0$, ils partent d'une couche d'épaisseur finie t . Dans ce cas, les premiers ions n'arrivant pas à la plaque seront ceux qui partent du plan $x = 0$. Ceci se produira lorsque $a = \frac{2 m X}{e H^2}$. Quelques-uns des ions cependant continueront à atteindre la plaque jusqu'à ce que $a = t + \frac{2 m X}{e H^2}$. Si donc nous mesurons la distance entre les plaques lorsque la force magnétique commence à produire une diminution du courant, nous pourrons, connaissant les valeurs de X et de H , déterminer la valeur de $\frac{e}{m}$. L'épaisseur finie de la couche

d'où partent les ions peut s'expliquer en partant d'un principe dont nous verrons l'extrême importance dans beaucoup d'autres phénomènes se rapportant à la décharge de l'électricité à travers les gaz.

Il consiste en ce fait que, lorsque les ions se meuvent dans un gaz avec une vitesse supérieure à une certaine limite, ils donnent naissance à de nouveaux ions par suite de leurs collisions avec les molécules du gaz à travers lequel ils se meuvent; ainsi, quand les ions négatifs qui partent de la plaque métallique atteignent sous l'influence du champ électrique une certaine vitesse, ils produisent de nouveaux ions; par suite l'ionisation ne sera pas localisée sur la plaque métallique, mais s'étendra à une couche d'épaisseur finie. Pour employer la méthode précédente à la détermination de $\frac{e}{m}$, il faut que la pression du gaz entre les plaques soit très basse, suffisamment basse pour que le libre parcours moyen de l'ion soit de l'ordre de grandeur de la distance entre les plaques. Si cette condition n'est pas remplie, la résistance qu'offre au mouvement des ions la viscosité du gaz empêche la méthode précédente d'être applicable.

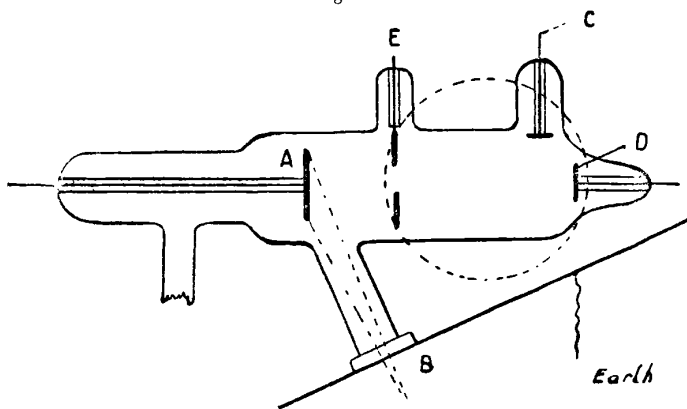
La valeur moyenne de $\frac{e}{m}$ trouvée dans ces expériences est $7,3 \times 10^6$. Elle est en parfait accord avec la valeur $7,6 \times 10^6$ trouvée pour la même quantité avec les transporteurs d'électricité négative dans les rayons cathodiques, et ceci prouve que ce sont les mêmes dans les deux cas; nous pouvons donc dire qu'une plaque métallique émet des rayons cathodiques quand elle est illuminée par de la lumière ultra-violette.

68. Lenard (¹) en 1900 a mesuré également les valeurs de $\frac{e}{m}$ dans le cas de la décharge négative émise dans un gaz à très basse pression par une cathode illuminée par de la lumière ultra-violette. Le dispositif employé est représenté figure 35. A est une plaque d'aluminium sur laquelle frappe la lumière ultra-violette provenant d'une étincelle jaillissant entre des électrodes de zinc et pénétrant dans le tube par la fenêtre de quartz B. E est une autre électrode métallique perforée en son centre et reliée à la terre. Elle protège la partie droite de l'appareil contre l'action électrostatique de l'électrode chargée A. D et C sont des électrodes qui peuvent être reliées à un électromètre. Lorsque A est chargée, un courant d'électricité négative passe à travers l'ouverture en E et, frappant contre la plaque D, charge l'électromètre négativement. Si l'électromètre

(¹) LENARD, *Drud's Annalen*, t. II, 1900, p. 359.

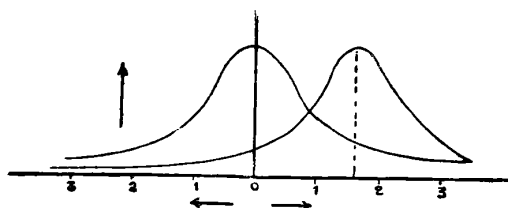
est relié à C au lieu de l'être à D, il ne recevra plus aucune charge. Nous pouvons cependant faire prendre une charge à C en déviant

Fig. 35.



avec un aimant le courant d'ions négatifs jusqu'à lui faire atteindre C. En augmentant encore davantage la valeur du champ magnétique, les ions seront déviés au delà de C et sa charge tombera rapidement. La quantité d'électricité négative reçue par les électrodes C et D respectivement lorsqu'on fait croître la force magnétique était, dans les expériences de Lenard, représentée par les courbes (fig. 36).

Fig. 36.



Les ordonnées représentent les charges reçues par les électrodes et les abscisses les valeurs de la force magnétique. La courbe gauche correspond à l'électrode D, la courbe droite à l'électrode C.

Les ions négatifs n'étant soumis à aucun champ électrique dans la région du tube à droite de E, leurs trajectoires sous l'action d'un champ magnétique constant y seront des cercles de rayon égaux à

$$(1) \quad R = \frac{mv}{eH}.$$

On détermine leur vitesse en supposant que le travail accompli par le champ électrique quand l'ion passe de A à E sert à accroître

son énergie cinétique (nous avons déjà examiné les objections qu'on peut élever contre cette manière de voir). On est ainsi conduit à l'équation

$$(2) \quad \frac{1}{2} m v^2 = V e,$$

V étant la différence de potentiel entre A et E. On peut déterminer à l'aide des équations (1) et (2) les valeurs de v et de $\frac{e}{m}$. Lenard trouva ainsi que $\frac{e}{m}$ dans le cas des ions négatifs produits par l'action de la lumière ultra-violette dans un gaz à très faible pression est égal à $1,15 \times 10^7$.

Reiger (1) trouva pour les ions négatifs émis par le verre exposé à la lumière ultra-violette des valeurs de $\frac{e}{m}$ comprises entre $9,6 \times 10^6$ et $1,2 \times 10^7$.

*Valeur de $\frac{e}{m}$ dans le cas des ions négatifs
émis par un fil incandescent.*

69. Un fil métallique élevé à la température du blanc dans un gaz à très basse pression émet des ions négatifs. L'auteur (2) a déterminé la valeur de $\frac{e}{m}$ pour les ions négatifs émis par un filament de carbone incandescent dans l'hydrogène à très basse pression. La méthode employée était la même que celle dont il se servit pour déterminer la valeur de $\frac{e}{m}$ dans le cas des ions produits par la lumière ultra-violette et qui a été décrite page 135.

La valeur de $\frac{e}{m}$ trouvée ainsi fut $8,7 \times 10^6$. Elle concorde aux erreurs d'expérience près avec les valeurs correspondantes déterminées dans le cas des ions des rayons cathodiques et de ceux produits par la lumière ultra-violette.

Owen (3) pour les particules émises par un filament de Nernst incandescent a trouvé $\frac{e}{m} = 5,65 \times 10^6$ et pour celles émises par la chaux incandescente Wehnelt (4) a trouvé $\frac{e}{m} = 1,4 \times 10^7$.

(1) REIGER, *Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 947.

(2) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVIII, 1899, p. 547.

(3) OWEN, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VIII, 1904, p. 230.

(4) WEHNELT, *Ann. der Phys.*, t. XIV, 1904, p. 425.

Valeur de $\frac{e}{m}$ pour les ions émis par les substances radioactives.

70. M. et M^{me} Curie (1) ont montré que le radium émet des ions négatifs. Becquerel (2) a déterminé la vitesse et la valeur de $\frac{e}{m}$ pour ces ions.

La méthode dont il se servit consistait à mesurer la déviation des rayons produits par un champ électrique et par un champ magnétique. Les expériences furent faites à la pression atmosphérique, et l'on négligea la résistance offerte au mouvement des ions par le gaz qu'ils traversent. Ceci ne pourrait se justifier dans le cas des ions que nous avons considérés jusqu'ici. Mais, les ions émis par le radium étant beaucoup plus pénétrants que ceux que nous avons considérés jusqu'à présent, ils sont capables de parcourir dans un gaz à la pression atmosphérique un chemin aussi long que les autres espèces d'ions dans un gaz à très basse pression. Nous obtiendrons donc très probablement des valeurs voisines des valeurs réelles de $\frac{e}{m}$ et de v pour les ions du radium même en négligeant la résistance du gaz.

Le radium était placé sous deux plaques métalliques parallèles et verticales de 3^{cm},5 de large et distantes de 1^{cm}. Par-dessus les plaques métalliques était disposée une plaque photographique protégée par du papier noir contre l'action de la lumière; une lame mince de mica était placée sur le radium dans une position symétrique par rapport aux plaques métalliques. Elle portait ombre sur la plaque photographique, et cette ombre, lorsque les plaques métalliques étaient au même potentiel, se trouvait au milieu du champ. En maintenant entre les plaques une différence de potentiel élevée (10 200 volts), la position de cette ombre était déplacée du côté de la plaque positive. Considérons un ion passant entre les plaques. Si l est la longueur de sa trajectoire entre elles, F la force électrique agissant sur lui, son déplacement parallèlement aux lignes de force électriques quand il quitte la région comprise entre les plaques est

$$\frac{1}{2} \frac{F e}{m} \frac{l^2}{v^2},$$

(1) M. et M^{me} CURIE, *Comptes rendus*, t. CXXX, p. 647.

(2) BECQUEREL, *Rapports présentés au Congrès international de Physique à Paris*, t. III, 1900, p. 47.

et la direction de son mouvement est déviée d'un angle dont la tangente est

$$\frac{mv^2}{Fel};$$

si donc h est la distance verticale de la plaque photographique au bord supérieur des plaques métalliques parallèles, le point où l'ion frappe la plaque est dévié d'une quantité δ parallèlement aux lignes de force électriques

$$\delta = \frac{1}{2} \frac{Fe}{m} \frac{l^2}{v^2} + h \frac{Fe}{m} \frac{l}{v^2} = \frac{Fe}{m} \frac{l}{v^2} \left(\frac{l}{2} + h \right).$$

La déviation magnétique fut déterminée de la manière suivante. Une petite quantité de radium était placée dans une petite coupelle de plomb, disposée sur une plaque photographique. Aucun des rayons du radium ne l'atteignant, la plaque n'était pas impressionnée. Mais, si l'on établissait un champ magnétique intense dont les lignes de force étaient parallèles à la plaque, il agissait sur les ions négatifs émis par le radium, leur trajectoire se recourbait et frappait la plaque en donnant une image.

Pour déterminer les bords de cette image, prenons le plan de la plaque photographique comme plan des xy , la force magnétique H étant parallèle à x ; les équations du mouvement d'un ion sont

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = 0, \quad m \frac{d^2y}{dt^2} = He \frac{dz}{dt}, \quad m \frac{d^2z}{dt^2} = -He \frac{dy}{dt};$$

les solutions de ces équations sont, si

$$\omega = \frac{He}{m} \quad \text{et} \quad u, A, B \text{ des constantes,}$$

$$x = ut,$$

$$y = A(1 - \cos \omega t) + B \sin \omega t,$$

$$z = A \sin \omega t + B(\cos \omega t - 1).$$

Si v et ω sont les valeurs de $\frac{dv}{dt}$, $\frac{dz}{dt}$ pour $t = 0$, nous avons

$$y = \frac{\omega}{\omega} (1 - \cos \omega t) + \frac{v}{\omega} \sin \omega t,$$

$$z = \frac{\omega}{\omega} \sin \omega t + \frac{v}{\omega} (\cos \omega t - 1).$$

Quand l'ion frappe le plan, nous avons $z = 0$; donc

$$\tan \frac{1}{2} \omega t = \frac{v}{\omega}.$$

Si maintenant l'ion est projeté dans une direction faisant un angle θ

avec la direction de la force magnétique, et si le plan qui passe par la direction de projection et l'axe des x fait un angle φ avec le plan des xz , nous avons, si V est la vitesse de projection,

$$u = V \cos \theta, \quad v = V \sin \theta \sin \varphi, \quad w = V \sin \theta \cos \varphi;$$

d'où

$$\begin{aligned} \tan \frac{1}{2} \omega t &= \cot \varphi, \\ \tan \frac{1}{2} \omega t &= \tan \left(\frac{\pi}{2} - \varphi \right); \end{aligned}$$

ainsi

$$\omega t = \pi - 2\varphi.$$

Substituons cette valeur de t ; nous trouvons, si ξ , η sont les coordonnées du point où l'ion frappe la plaque photographique,

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{V \cos \theta}{\omega} (\pi - 2\varphi), \\ \eta &= \frac{2V \sin \theta \cos \varphi}{\omega}. \end{aligned}$$

Ainsi, si l'on considère les particules projetées dans un plan passant par l'axe des x , le lieu des points où elles frapperont la plaque sera une ellipse ayant pour demi-axes

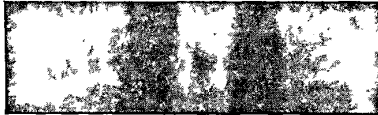
$$\frac{2V \cos \varphi}{\omega} \quad \text{et} \quad \frac{V(\pi - 2\varphi)}{\omega}.$$

Pour la particule projetée dans le plan des xz , les demi-axes de l'ellipse seront

$$\frac{2V}{\omega} \quad \text{et} \quad \frac{\pi V}{\omega}.$$

La figure 37, qui est une reproduction d'une photographie de Becquerel, donne un exemple de l'ellipse ainsi obtenue.

Fig. 37.



Si nous mesurons les axes de l'ellipse, nous pouvons déterminer $\frac{V}{\omega}$, c'est-à-dire $\frac{Vm}{eH}$. Le radium émettant des ions dont les vitesses sont comprises entre des limites assez éloignées, l'impression obtenue sur la plaque ne sera pas l'arc d'une seule ellipse, mais une bande limitée par les ellipses qui correspondent à la plus grande et à la plus petite vitesse des ions.

Becquerel fit des photographies lorsque les ions du radium sont émis : 1° dans l'air à la pression atmosphérique; 2° dans l'air à très basse pression. L'identité des résultats obtenus dans les deux cas montre bien que l'on peut, comme nous l'avons fait, négliger la résistance de l'air.

Une méthode plus simple que la méthode électrostatique employée par Becquerel pour obtenir une seconde relation entre V et $\frac{e}{m}$ consiste à placer le radium dans un petit tube disposé sur une plaque photographique, de telle sorte que les ions s'échappent perpendiculairement à elle. Un champ magnétique uniforme agit parallèlement à la plaque; au-dessus d'elle et parallèlement est disposée également une plaque métallique, reliée à une machine électrique. Quand cette plaque sera chargée, on aura un champ électrique très intense agissant sur l'ion parallèlement à sa direction de projection et à angle droit sur la force magnétique; si l'on prend des photographies, d'abord avec la plaque non chargée, puis avec la plaque chargée, les deux clichés nous donneront un moyen simple pour déterminer v et $\frac{e}{m}$. Supposons tous les ions animés de la même vitesse V ; la distance $2R$ de l'image au radium dans la première photographie sera donnée par l'équation

$$R = \frac{m}{e} \frac{V}{H}.$$

Pour trouver la distance de l'image au radium dans le deuxième cliché, prenons les mêmes axes que ci-dessus, et soit Z la force électrique à angle droit sur la plaque. Les équations du mouvement d'un ion dans ce cas seront

$$\begin{aligned} m \frac{d^2 z}{dt^2} &= Ze - He \frac{dy}{dt}, \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= He \frac{dz}{dt}. \end{aligned}$$

Les solutions de ces équations, lorsque $z, y, \frac{dy}{dt}$ sont nuls pour $t = 0$, sont

$$\begin{aligned} y &= \frac{Z}{H} \left(t - \frac{\sin \omega t}{\omega} \right) + \frac{V}{\omega} (1 - \cos \omega t), \\ z &= \frac{Z}{H\omega} (1 - \cos \omega t) + \frac{V}{\omega} \sin \omega t, \end{aligned}$$

V étant la vitesse de projection de l'ion.

Quand l'ion frappe la plaque photographique $z = 0$, donc

$$\tan \frac{1}{2} \omega t = - \frac{VH}{Z}.$$

Substituant cette valeur de t dans l'expression de y , nous trouvons, si R_1 est la distance au radium du point où l'ion frappe la plaque,

$$R_1 = \frac{Z}{H} t + \frac{2V}{\omega}.$$

Mais $\frac{2V}{\omega} = R$, R étant la distance au radium du point de chute de l'ion lorsque la plaque métallique supérieure n'est pas chargée.

Nous avons donc

$$R_1 - R = \frac{Z}{H}$$

ou

$$\frac{1}{2} \omega t = \frac{R_1 - R}{R} \frac{VH}{Z},$$

ou, puisque

$$\text{tang} \frac{1}{2} \omega t = - \frac{VH}{Z},$$

(1)

$$\text{tang} \frac{R_1 - R}{R} \frac{VH}{Z} = - \frac{VH}{Z},$$

équation qui nous permet de déterminer $\frac{VH}{Z}$. Lorsque V est connu, nous pouvons déterminer $\frac{e}{m}$, connaissant la valeur de R .

Si $\frac{\tilde{z}}{H}$ est petit devant V , une solution approximative de l'équation (1) est donnée par

$$V = \frac{Z}{H} \frac{\pi}{2} \frac{R}{R_1 - R}.$$

Becquerel n'employa pas cette méthode pour déterminer V , il se servit de la méthode électrostatique que nous avons décrite plus haut. Elle n'est cependant pas, sous beaucoup de rapports, aussi commode que celle que nous venons d'indiquer.

Comme résultat de ses expériences, Becquerel trouva pour une série de rayons du radium

$$v = 1,6 \times 10^{10}, \quad \frac{e}{m} = 10^7.$$

La valeur de $\frac{e}{m}$ est ainsi la même pour les ions négatifs émis par le radium et pour les ions des rayons cathodiques ou de Lenard, de même que pour ceux produits par la lumière ultra-violette ou les métaux incandescents. La vitesse des ions du radium dépasse de beaucoup en grandeur celle de ceux que nous avons rencontrés jusqu'ici et qui prennent naissance dans d'autres conditions, puisqu'elle atteint plus de la moitié de la vitesse de la lumière. Les ions choisis par Becquerel dans ses expériences n'étaient pas les plus rapides de ceux qu'émet le radium. Il trouva en effet des ions ayant une

vitesse au moins moitié plus grande que ceux sur lesquels portèrent ses mesures.

Il est commode de réunir dans un Tableau les résultats des mesures de $\frac{e}{m}$ faites par divers observateurs et avec des ions produits par diverses méthodes.

Source des ions.	Observateur.	Date.	Méthode de mesure.	Valeur de $\frac{e}{m}$.	$v \times 10^9$.
Rayons cathodiques	J.-J. Thomson	1897	Déviations magnétique et électrostatique...	$7,7 \times 10^6$	2,2 — 3,6
"	J.-J. Thomson	1897	Déviations magnétique et effet calorifique.	$1,17 \times 10^7$	2,4 — 3,2
"	Kaufmann ¹⁾	1897-1898	Déviations magnétique et différence de potentiel.	$1,86 \times 10^7$	"
"	Simon	1899	Déviations magnétique et différence de potentiel.	$1,865 \times 10^7$	"
"	Wiechert	1899	Déviations magnétique et vitesse des ions..	$1,01 \times 10^7$	"
"	Seitz	1901	Déviations magnétique et électrostatique...	$1,55 \times 10^7$	"
"	Seitz	1902	Déviations magnétique et électrostatique, effet calorifique et différence de potentiel.	$6,45 \times 10^6$	7,03
"	Starke	1903	Déviations magnétique et électrostatique...	$1,87 \times 10^7$	5,7 — 7,5
"	Reiger	1905	Déviations magnétique et différence de potentiel.	$1,84 \times 10^7$	3,8 — 12
"	Becker	1905	Déviations magnétique et retard dans un champ électrique...	$1,32 \times 10^7$	"
Rayons de Lenard	Lenard	1898	Déviations électrique et magnétique.....	$1,8 \times 10^7$	10
"	Lenard	1898	Déviations magnétique et retard dans un champ électrique...	$6,39 \times 10^6$	"
Lumière ultra-violette	J.-J. Thomson	1899	Retard de la décharge par un champ électrique.....	$6,8 \times 10^6$	3,4 — 10
"	Lenard	1900	Déviations magnétique et différence de potentiel.	$7,6 \times 10^6$	"
"	Reiger	1905	Déviations magnétique et différence de potentiel.	$1,15 \times 10^7$	"
				$9,6 \times 10^6$	"
				$1,2 \times 10^7$	"

T.

Source des ions.	Observateur.	Date.	Méthode de mesure.	Valeur de $\frac{e}{m}$.	$v \times 10^{-3}$
Métaux incandescents	J.-J. Thomson	1899	Retard de la décharge par un champ magnétique.	8,7 $\times 10^6$	»
Gaz incandescents	Owen	1904	Retard de la décharge par un champ magnétique.	5,6 $\times 10^6$	»
»	Wehnelt	1904	Déviations magnétique et champ électrique.	1,4 $\times 10^7$	»
Radium	Becquerel	1900	Déviations magnétique et électrostatique...	10 ⁷ approx.	2 $\times 10^{10}$
»	Kaufmann	1901-1902	Déviations magnétique et électrostatique...	1,77 $\times 10^7$ pour de faibles vitesses.	»
Polonium (rayons lents)	Sivers	1906	Déviations magnétique et électrostatique...	1,7 $\times 10^7$	»

On peut remarquer que ces grandes valeurs de $\frac{e}{m}$ se présentent seulement lorsque la pression est très basse, c'est-à-dire quand il y a seulement très peu de gaz pour se rassembler autour de l'ion. Quand la pression du gaz est élevée, les ions semblent agir comme des noyaux autour desquels les molécules de gaz se rassemblent; ils s'alourdissent ainsi et la valeur de $\frac{e}{m}$ est très faible, si on la compare à celle qu'elle atteint sous de très faibles pressions.

Valeur de $\frac{e}{m}$ dans le cas des ions positifs.

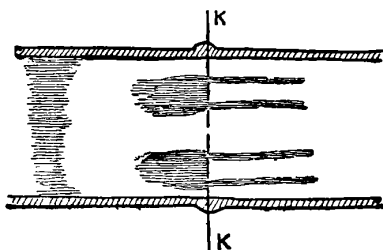
71. Il y a peu de déterminations des valeurs de $\frac{e}{m}$ pour les ions qui transportent des charges positives si l'on rapproche leur nombre de celui des observations faites pour déterminer la quantité correspondante dans le cas des ions négatifs. La première détermination de la valeur de $\frac{e}{m}$ pour les ions positifs est due à W. Wien (1). Les ions positifs employés dans ce but étaient ceux qu'on rencontre dans les *rayons canaux*. Si une décharge électrique passe entre une anode et une cathode perforée, on voit derrière la cathode, c'est-à-dire du côté opposé à l'anode, des pinceaux de lumière passant à travers les trous comme l'indique la figure 38 (2) et produisant une phosphorescence lorsqu'ils frappent le verre. Wien

(1) W. WIEN, *Wied. Ann.*, t. LXV, 1898, p. 440.

(2) WEHNELT, *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 421.

a montré que ces rayons, appelés *rayons canaux*, sont constitués par des ions positifs. Il en soumit un long pinceau, issu d'une cathode en fer perforée, à l'action simultanée d'un champ électrostatique

Fig. 38.



et d'un champ magnétique et mesura les déviations correspondantes. Il en déduisit, par la méthode exposée paragraphe 59, les valeurs de $\frac{e}{m}$ et de v , et trouva

$$v = 3.6 \times 10^7 \text{ cm : sec, } \quad \frac{e}{m} = 300.$$

Les *rayons canaux* ou rayons positifs ne sont déviés qu'avec difficulté et il est nécessaire d'employer des champs très intenses. Ceci augmente les difficultés de cette étude. Dans les expériences de Wien l'intensité du champ magnétique était de 3250. On voit ainsi que la vitesse des ions positifs est beaucoup plus faible que celle de n'importe quel ion provenant de rayons cathodiques étudiés jusqu'ici. La valeur de $\frac{e}{m}$ est d'un ordre de grandeur tout différent; elle atteint seulement environ $\frac{1}{30000}$ de celle qui correspond à l'ion négatif. En outre, la valeur de $\frac{e}{m}$ pour les ions positifs dans les gaz est du même ordre de grandeur que dans l'électrolyse des solutions. Ainsi si m est la masse d'un atome de fer, e la charge transportée par un atome d'hydrogène, $\frac{e}{m} =$ environ 200, ou le fer étant divalent $\frac{e}{m} = 400$ environ dans l'électrolyse des solutions. Nous n'avons cependant pas de données suffisantes pour déterminer si les véhicules de l'électricité positive dans les *rayons canaux* sont les atomes ou les molécules du métal constituant la cathode ou bien ceux du gaz qui est renfermé dans le tube.

Dans quelques expériences récentes, Wien (1) a mesuré la valeur de $\frac{e}{m}$ pour les *Canalstrahlen* dans des tubes remplis de gaz divers.

(1) WIEN, *Ann. der Phys.*, t. VIII, 1902, p. 241.

Il trouva que les rayons les plus déviés donnaient pour $\frac{e}{m}$ des valeurs de l'ordre de 10^4 , c'est-à-dire correspondant à l'atome d'hydrogène, et ceci non seulement quand le tube était plein d'hydrogène, mais encore lorsqu'il renfermait d'autres gaz très soigneusement préparés. La phosphorescence produite par les rayons les plus déviés est cependant plus intense dans l'hydrogène que dans l'air ou l'oxygène. Nous verrons qu'une cathode métallique émet de l'hydrogène avec une grande persistance; il est par suite pratiquement impossible de préparer un tube ne renfermant pas d'hydrogène autour de la cathode. Parmi ces rayons les plus déviés, Wien trouva dans un tube rempli d'hydrogène des rayons pour lesquels $\frac{e}{m}$ était inférieur à $\frac{1}{650}$ de la plus grande valeur, 10^4 . Ceci impliquerait comme conclusion, si nous supposons que les particules conservent leur charge, que leur masse est plus de 650 fois celle de l'atome d'hydrogène. Cette valeur est considérablement plus grande que celle de l'ion hydrogène dans un faible champ électrique, et avec les champs intenses mis en jeu dans les *Canalstrahlen*, nous devrions nous attendre à rencontrer des masses plus faibles. Ces particules lourdes peuvent être constituées par des parcelles de métal arrachées de la cathode. J'ai observé il y a quelque temps des différences semblables dans les masses des ions positifs émis par les métaux incandescents (voir paragraphe 62).

L'énergie des particules qui forment les rayons canaux ou rayons positifs est celle qu'ils peuvent acquérir par leur chute sous une différence de potentiel d'environ 16000 volts. Connaissant la charge et la masse des particules qui forment les rayons positifs, nous pouvons comparer l'énergie qu'ils possèdent à l'énergie moyenne des molécules d'un gaz à une température déterminée, la masse des molécules étant la même que celle des particules qui constituent les rayons positifs. En raisonnant ainsi, on trouve que, même aux plus hautes températures que nous puissions atteindre, l'énergie d'une molécule dans un gaz est absolument insignifiante vis-à-vis de celle que possède une particule dans le cas des rayons positifs.

72. L'auteur a déterminé la valeur de $\frac{e}{m}$ pour les ions positifs par la méthode décrite page 135 pour la mesure de $\frac{e}{m}$ dans le cas des ions négatifs produits par l'action de la lumière ultra-violette. On produisait les ions positifs en élevant au rouge à l'aide d'un courant électrique un fil de fer dans une atmosphère d'oxygène

à très basse pression. Le fil était disposé parallèlement à une plaque métallique reliée à un électromètre. La distance du fil à la plaque était de 4^{mm}. S'il était chargé positivement, la plaque et l'électromètre recevaient une charge positive. On mesurait facilement avec l'électromètre le courant allant de la plaque au fil chaud. En disposant, dans un champ magnétique très intense, ayant ses lignes de force parallèles à la plaque, l'intervalle compris entre elle et le fil chaud, on trouva, si la différence de potentiel entre le fil et la plaque ne dépassait pas une certaine valeur, une diminution de la vitesse de déperdition du fil exactement comme dans le cas des ions négatifs produits par la lumière ultra-violette. Mais, tandis que dans ce dernier cas il suffisait d'une force magnétique relativement faible pour diminuer le courant, il fallait une force magnétique très intense pour produire le même effet avec un fil chaud. Ainsi, par exemple, dans une expérience sur les ions positifs, j'ai employé un champ magnétique de 12400 C.G.S., tandis que dans les expériences sur les ions négatifs un champ de 100 C.G.S. suffisait largement pour produire des effets très appréciables. Dans le cas du fil chaud, j'ai trouvé en employant un champ magnétique d'une intensité de 12400 que la vitesse de déperdition était moindre quand le champ magnétique agissait que lorsqu'il n'agissait pas, pourvu que la différence de potentiel entre les plaques fût inférieure à 50 volts. Quand elle dépassait cette valeur, la vitesse de déperdition était la même avec ou en l'absence du champ. Ainsi quand $H = 12400$ et $X = \frac{50 \times 10^8}{0,4}$ la distance critique est 0^m,4. Ces résultats nous donnent

$$0,4 = \frac{2 \times 50 \times 10^8}{0,4 \times (12400)^2} \frac{m}{e}$$

ou

$$\frac{e}{m} = 400.$$

Cette valeur est sensiblement celle de $\frac{e}{m}$ pour l'ion fer dans l'électrolyse. Ceci ne prouve cependant pas que les supports de l'électricité positive soient les atomes de fer. En effet, si m était la masse d'une molécule d'oxygène et e la charge de l'ion hydrogène dans l'électrolyse des solutions, $\frac{e}{m}$ serait égal à environ 310. Or les difficultés de l'expérience sont si grandes, qu'il ne nous est pas possible de dire si ce résultat diffère de celui que nous avons actuellement trouvé de plus que des erreurs d'expérience.

Nous voyons ainsi que pour les ions positifs $\frac{e}{m}$ est du même ordre

de grandeur que dans l'électrolyse des solutions et a une valeur variable, tandis que pour les ions négatifs ce rapport est d'un tout autre ordre de grandeur et a une valeur constante.

Les champs magnétiques les plus intenses que j'ai pu réaliser ont sur le courant, quand ce sont des ions positifs qui le transportent, un effet beaucoup moindre que celui produit par des champs relativement faibles dans le cas où les transporteurs sont des ions négatifs.

Avec les ions positifs la force magnétique, même dans les conditions les plus favorables, diminue seulement le courant; elle ne l'arrête jamais complètement. Ce fait implique comme conséquence que les véhicules des charges positives ne sont pas tous de même espèce, quelques-uns étant beaucoup plus lourds que les autres. Ainsi, dans le cas de l'émission positive par un fil de platine chaud, l'étude de l'effet produit par un champ magnétique sur le courant nous entraîne à cette conclusion qu'une partie en est transportée par les molécules d'oxygène et le reste par des molécules de platine ou par des agrégations de plusieurs molécules. La proportion entre les nombres des différentes espèces de transporteurs semble varier extrêmement avec la température et l'état de la surface du platine.

Rutherford ⁽¹⁾ a trouvé que le radium émet des particules chargées positivement se mouvant avec des vitesses énormes; il trouva pour ces particules

$$\frac{e}{m} = 6 \times 10^3, \quad v = 2,5 \times 10^9.$$

Ces valeurs ont été confirmées par les expériences de Des Coudres, qui trouva

$$\frac{e}{m} = 6,4 \times 10^3, \quad v = 1,65 \times 10^9.$$

Des déterminations récentes de Mackenzie ⁽²⁾ ont donné pour ces particules $\frac{e}{m} = 5 \times 10^3$.

⁽¹⁾ RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. V, 1903, p. 177. DES COUDRES, *Phys. Zeit.*, IV, 1903, p. 483.

⁽²⁾ MACKENZIE, *Phil. Mag.*, 6^e série, X, 1907, p. 538.

CHAPITRE VI.

DÉTERMINATION DE LA CHARGE TRANSPORTÉE PAR L'ION NÉGATIF.

73. Nous avons vu que la valeur de $\frac{e}{m}$ pour les ions négatifs dans les gaz à basse pression est environ 1000 fois plus grande que la valeur maxima du même rapport dans les électrolyses ordinaires. La question qui se pose alors est de savoir si cela est dû à une différence dans la masse des ions ou dans leur charge électrique ou à ces deux causes à la fois.

Pour élucider ces points, il nous faut déterminer soit la valeur de m , soit celle de e . L'auteur fit en 1898 ⁽¹⁾ et en 1899 ⁽²⁾ des mesures de la valeur de e dans un cas pour les ions produits par les rayons de Röntgen, dans l'autre pour ceux produits par la lumière ultra-violette.

La méthode était basée sur le fait découvert par C.-T.-R. Wilson ⁽³⁾ (voir Chap. VII) que les ions gazeux positifs ou négatifs agissent comme noyaux de condensation vis-à-vis des brouillards, même en l'absence de poussières. Si nous avons dans un vase fermé une masse de gaz débarrassée de poussières et renfermant des ions, et si nous la refroidissons par une détente brusque, il se formera un brouillard si le rapport du volume gazeux après l'expansion au volume primitif est plus grand que 1,25.

Une expansion correspondant à cette valeur est tout à fait incapable de produire autre chose qu'une très petite condensation dans le gaz s'il ne contient pas d'ions. La vapeur d'eau se condense autour d'eux, et, s'ils ne sont pas trop nombreux, chaque ion devient le noyau d'une gouttelette d'eau. En produisant ainsi une expansion instantanée dans un gaz renfermant des ions, nous pouvons obtenir une petite goutte d'eau autour de chaque ion. Ces gouttes sont visibles et nous pouvons mesurer leur vitesse de chute. Sir Georges Stokes a montré que si l'on désigne par v la vitesse de chute d'une goutte

⁽¹⁾ J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVI, 1898, p. 528.

⁽²⁾ J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVIII, 1899, p. 547.

⁽³⁾ C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, A, 1897, p. 265.

d'eau dans un gaz, a son rayon, g l'accélération de la pesanteur et μ le coefficient de viscosité du gaz,

$$v = \frac{2}{9} \frac{ga^2}{\mu}.$$

Ainsi, si nous mesurons v , nous pouvons déterminer a et par suite le volume de chaque goutte. Si q est le volume d'eau déposée par centimètre cube de gaz, n le nombre de gouttes, nous avons

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

Pour trouver q , nous pouvons procéder comme suit. Le gaz après avoir été refroidi par la détente rapide est sursaturé, et l'humidité est déposée sur les ions. Pendant la condensation de l'eau, il se produit un dégagement de chaleur qui échauffe le gaz. Sa température s'élève donc au-dessus de la température la plus basse atteinte durant la détente avant que la condensation totale ait eu lieu. Soient t_2 la température la plus basse atteinte pendant l'expansion, t la température quand les gouttes sont entièrement formées. Si L est la chaleur latente de vaporisation de l'eau, C la chaleur spécifique du gaz à volume constant, M la masse de l'unité de volume du gaz après la détente, nous avons

$$(1) \quad Lq = CM(t - t_2);$$

nous négligeons la chaleur nécessaire pour élever la température de l'eau dans le gaz devant celle qui est nécessaire pour élever la température du gaz lui-même. Nous avons ainsi

$$q = \rho_1 - \rho,$$

ρ_1 étant la densité de la vapeur d'eau avant le début de la condensation, et ρ sa densité à la température t . Substituant cette valeur de q dans l'équation (1), nous avons

$$(2) \quad \rho = \rho_1 - \frac{CM}{L}(t - t_2),$$

ρ étant une fonction connue de t ; cette équation nous permet de déterminer t quand t_2 est connu.

Or, si x est le rapport du volume final du gaz à son volume initial et T sa température en degrés centigrades avant son expansion, la masse de 1^{cm}³ d'air à la température de 0° C. et sous une pression de 760^{mm} de mercure étant de 0,00129, nous avons

$$M = \frac{0,00129}{x} \times \frac{273}{273 + T} \frac{P}{760},$$

P étant la pression initiale du gaz exprimée en millimètres de mercure.

Nous avons

$$\rho_1 = \frac{\rho'}{x},$$

ρ'_1 étant la densité de la vapeur d'eau à la température T avant la détente. L'air étant saturé de vapeur d'eau à cette température, ρ' peut s'obtenir directement à partir des tables de tension de vapeur.

Le refroidissement causé par une détente adiabatique est déterminé par l'équation

$$(3) \quad \log \frac{273 + T}{273 + t_2} = 0,41 \log x.$$

Dans une telle détente $p\nu^\gamma$ est constant, p étant la pression, ν le volume et γ le rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constant. Mais $p\nu = R\theta$, θ étant la température absolue et R une constante. Nous avons donc pendant une détente adiabatique

$$\nu^\gamma \theta = a = \text{const.}$$

Si donc $\nu_1, \theta_1, \nu_2, \theta_2$ sont les valeurs initiales et finales de ν et θ , nous avons

$$\nu_1^{\gamma-1} \theta_1 = \nu_2^{\gamma-1} \theta_2$$

ou

$$\log \frac{\theta_1}{\theta_2} = (\gamma - 1) \log \frac{\nu_2}{\nu_1};$$

puisque $\theta = 1,41$, ceci est équivalent à l'équation (3). A partir de (3) nous déterminerons t_2 , et alors, puisque

$$C = 0,167, \quad L = 606,$$

l'équation (2) devient

$$(4) \quad \rho = \frac{\rho'}{x} - \frac{0,167}{606} \times \frac{0,00129}{x} \frac{273}{273 + T} \frac{P}{760} (t - t_2).$$

Comme application de cette équation, prenons un cas qui se présentera dans une expérience. Soient

$$T = 16'', \quad P = 760, \quad x = 1,36.$$

Pour obtenir t_2 nous avons

$$\log \frac{273 + 16}{273 + t_2} = 0,41 \log 1,36 = \log 1,134;$$

d'où

$$273 + t_2 = 254,8$$

ou

$$t_2 = -18',2.$$

Nous trouvons dans les tables que à 16°

$$\rho' = 0,000135.$$

Donc l'équation (4) devient

$$(5) \quad \rho = 99,3 \times 10^{-7} - 2,48 \times 10^{-7}(t + 18,2).$$

Pour résoudre cette équation, nous substituerons des valeurs différentes de t jusqu'à ce que nous en obtenions une pour laquelle la valeur correspondante de ρ donnée par l'équation (5) soit la même que la tension de la vapeur d'eau à la température t . Nous trouvons par cette méthode d'approximations successives que la solution de l'équation (5) est $t = 1,2$ et que la valeur correspondante de ρ est $51,5 \times 10^{-7}$. Substituant cette valeur de ρ , nous trouvons :

$$q = 47.7 \times 10^{-7} \text{ gramme.}$$

Connaissant q et a , le nombre de gouttes est alors déterminé par l'équation

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

Nous pouvons ainsi déterminer le nombre d'ions par centimètre cube de gaz. Connaissant le nombre d'ions et leur mobilité, nous pouvons très aisément, en mesurant le courant qu'ils transportent à travers l'unité d'aire sous l'action d'une force électrique E , en déduire la charge transportée par l'un d'eux. Si n est le nombre total d'ions positifs ou négatifs par centimètre cube, U la moyenne de leurs mobilités, le courant par unité d'aire sera égal à

$$neEU,$$

e étant la charge d'un ion. La force électrique E doit être assez faible pour que le courant lui soit proportionnel; quand cette condition n'est pas réalisée, le nombre des ions est diminué sous l'action de la force électrique et dépend de la valeur de cette dernière.

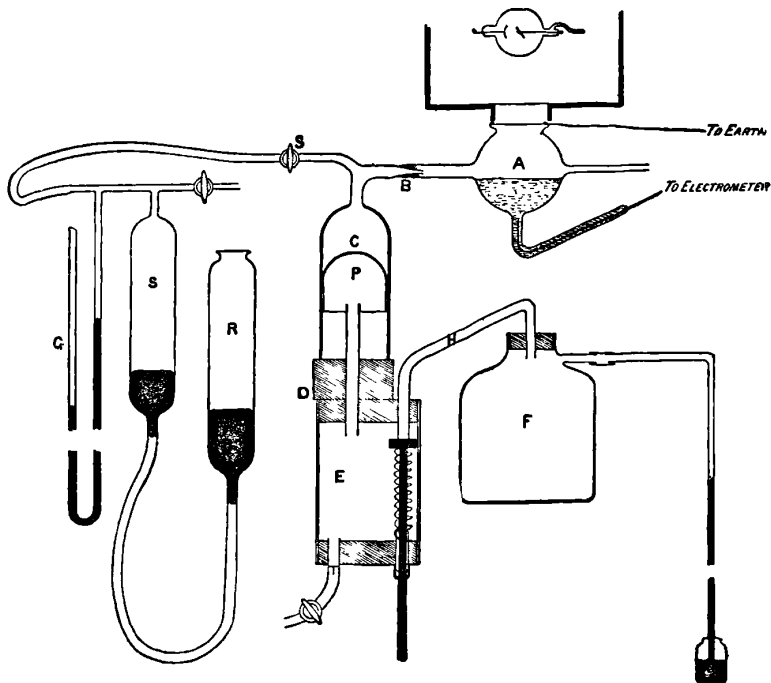
Nous pouvons facilement mesurer le courant qui passe à travers le gaz ionisé et déterminer ainsi ne et U ; puis, ne et U étant connus, nous pouvons en déduire les valeurs de e .

74. Cette méthode a été appliquée pour la première fois par l'auteur à la détermination de la charge transportée par les ions produits par les rayons de Röntgen. Le procédé utilisé pour obtenir le brouillard et mesurer l'expansion est le même que celui employé par Wilson (1); l'appareil et la partie électrique de l'expérience sont représentés (fig. 39).

(1) C.-T.-R. WILSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. IX, 1897, p. 333.

Le gaz exposé aux rayons est renfermé dans le vase A; il est relié par le tube B au tube vertical C; le rebord inférieur de ce tube est rodé avec soin dans un plan perpendiculaire à l'axe; il est supporté par un bouchon de caoutchouc D. A l'intérieur de ce tube est placé un tube à essai à parois minces et renversé; ses bords sont rodés et le plan de son ouverture est disposé dans un plan perpendiculaire

Fig. 39.



à l'axe du tube. Le tube à essai glisse librement dans le tube plus large et agit comme piston. Son rebord inférieur est toujours au-dessous du niveau de l'eau qui remplit le fond du tube extérieur. Un tube qui traverse le bouchon de caoutchouc met en communication l'intérieur du tube à essai avec un espace E. Cet espace est relié à un grand vase F par le tube H, et l'on maintient dans F un certain vide au moyen d'une trompe à eau. L'extrémité de H est rodée et fermée par un bouchon de caoutchouc qui s'appuie sur elle. Ce bouchon est fixé à une tige et en tirant vivement cette dernière on abaisse la pression à l'intérieur du tube à essai qui descend brusquement jusqu'à ce qu'il rencontre le bouchon de caoutchouc. Le tube T, qui peut être fermé par un robinet d'arrêt

permet de faire rentrer l'air dans E et de faire revenir le tube à essai dans sa position primitive pour une autre détente.

Les tubes R et S sont destinés à régler la valeur de la détente. Dans ce but, on élève ou abaisse le réservoir à mercure R, le tube à essai étant dans sa position la plus basse jusqu'à ce que le manomètre G indique que la pression en A est inférieure à la pression atmosphérique d'une quantité égale à celle désirée. On ferme alors le robinet d'arrêt S, et l'on admet l'air à l'intérieur du piston en ouvrant le robinet T. Le piston s'élève alors jusqu'à ce que la pression en A ne diffère de la pression atmosphérique que de la quantité requise pour supporter le poids du piston. Cette pression correspond seulement à une fraction de millimètre de mercure.

Si Π est la pression atmosphérique, P_1 , pression de l'air avant l'expansion, est donné par l'équation

$$P_1 = \Pi - \pi,$$

π étant la tension maxima de la vapeur d'eau à la température de l'expérience. La pression de l'air P_2 après la détente est donnée par

$$P_2 = P_1 - p,$$

p étant la pression due à la différence des niveaux du mercure dans les deux branches du manomètre G.

Ainsi, si v_2 est le volume final et v_1 le volume initial du gaz,

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{P_1}{P_2} = \frac{\Pi - \pi}{\Pi - \pi - p}.$$

Le vase dans lequel on observe la vitesse de chute du brouillard et la conductibilité du gaz est A. C'est un tube de verre de 36^{mm} de diamètre recouvert d'une plaque d'aluminium. Pour éviter l'ionisation anormale produite par les rayons de Röntgen lorsqu'ils frappent une surface métallique, la surface inférieure de la plaque d'aluminium est recouverte d'une feuille de papier buvard humide et le courant électrique va de la feuille de papier humide à la surface de l'eau située en dessous.

La bobine d'induction et le tube producteur des rayons de Röntgen sont enfermés dans une boîte en fer dans le fond de laquelle est pratiquée une ouverture recouverte par une fenêtre en aluminium. Le vase A est disposé en dessous, et le tube donnant naissance aux rayons à quelque distance au-dessus, de telle sorte que le pinceau de rayons qui en émane ne soit pas trop divergent.

On peut réduire l'intensité des rayons au degré voulu en insé-

rant entre le tube et le vase A des feuilles d'étain ou d'aluminium.

Dans ces expériences, il est nécessaire de n'employer que des rayons très peu intenses, pour n'avoir qu'un nombre d'ions relativement faible. Si en effet les ions produits sont nombreux, un certain nombre d'entre eux semblent échapper au brouillard produit par la détente, et le nombre déduit de la vitesse de chute du nuage est trop faible. Il est donc préférable de n'avoir qu'une ionisation assez faible pour que tous les ions soient entraînés lors de la formation des premières gouttes.

Pour déterminer le courant qui passe à travers le gaz on relie la boîte en fer et la feuille d'aluminium qui forme la partie supérieure du vase A à une des paires de quadrants d'un électromètre, l'autre paire étant reliée à l'eau renfermée dans le vase A. On charge la surface de cette dernière à un potentiel connu en la mettant en communication avec un des pôles d'une batterie dont l'autre est au sol. Puis on l'isole de la batterie et l'on vérifie l'isolement du système en observant s'il y a une perte de charge, lorsque les rayons de Röntgen sont arrêtés. Si l'on trouve l'isolement suffisant, on rétablit les rayons et l'on constate à l'électromètre que la charge commence à disparaître. En mesurant la vitesse de déperdition on peut déterminer la quantité d'électricité qui traverse par seconde le gaz exposé aux rayons. Supposons en effet que en 1 seconde l'électromètre varie de p divisions, que 1 division de l'échelle correspond à une différence de potentiel V entre les quadrants et que C est égal à la capacité du système formé par l'électromètre, l'eau et les fils de connexion. La quantité d'électricité qui passe en 1 seconde à travers le gaz exposé aux rayons est pVC ; n étant le nombre total d'ions positifs ou négatifs par centimètre cube de gaz, u_0 la moyenne des mobilités des ions positifs et négatifs, E le gradient de potentiel en volts par centimètre, A l'aire de la surface de l'eau, le courant à travers le gaz est égal à $Aneu_0E$; mais, comme il est aussi égal à pVC , nous avons

$$pVC = Aneu_0E,$$

équation qui peut nous servir à déterminer ne ; les expériences de vitesse de chute du brouillard nous donnant la valeur de n , nous pouvons en déduire celle de e . En procédant ainsi, l'auteur a trouvé en 1898 que, dans le cas des ions produits par les rayons de Röntgen dans l'air, on avait en unités électrostatiques

$$e = 6,5 \times 10^{-10} (\text{gr})^{\frac{1}{2}} (\text{cm})^{\frac{3}{2}} (\text{sec})^{-1}.$$

Une série analogue d'expériences sur les ions produits par les rayons de Röntgen dans l'hydrogène donna pour e , charge portée par l'ion hydrogène, la valeur

$$6.7 \times 10^{-10} (\text{gr})^{\frac{1}{2}} (\text{cm})^{\frac{3}{2}} (\text{sec})^{-1}.$$

La différence entre ces deux valeurs dans l'air et dans l'hydrogène est de beaucoup inférieure aux erreurs d'expérience. Les charges des ions sont donc les mêmes dans ces deux gaz. Les expériences de Townsend sur les vitesses de diffusion des ions confirmèrent bientôt après ce résultat. Elles ont déjà été rapportées Chapitre II.

75. L'auteur, en 1901-1902, a répété ces expériences sur les charges transportées par les ions, en apportant quelques modifications à la méthode. Tout d'abord il produisait l'ionisation par le radium au lieu d'employer les rayons de Röntgen, ceci, pour obtenir une ionisation aussi uniforme que possible. L'irrégularité des rayons de Röntgen occasionnait en effet des troubles importants dans les précédentes recherches; en second lieu, l'électromètre employé était beaucoup plus sensible que l'ancien; il était du type Dolezalek et donnait une déviation de 20000 divisions pour une différence de potentiel de 1 volt.

Les mesures de C.-T.-R. Wilson ⁽¹⁾ (voir Chap. VII) montrent qu'avec les détentes de 1,25 et 1,3 les ions négatifs et eux seuls agissent comme noyaux de condensation de la vapeur d'eau, tandis que pour des détentes plus considérables les ions positifs et négatifs prennent également part à la formation du brouillard. Il était à craindre que, quand les détentes étaient assez grandes pour mettre en jeu les ions des deux signes, les ions négatifs plus actifs n'aient une tendance à monopoliser autour d'eux la vapeur d'eau et que par suite tous les ions positifs ne puissent être englobés dans le brouillard. Cette crainte fut trouvée justifiée. En effet, avec l'appareil employé dans les premières expériences, on trouva qu'avec des détentes supérieures à 1,3, le nombre des particules dans le nuage formé dans le gaz ionisé n'était pas ce qu'il aurait dû être, si tous les ions avaient été englobés, deux fois plus grand que dans le cas où la détente avait une valeur moindre. On modifia l'appareil de manière à obtenir une vitesse de détente beaucoup plus grande que dans les premières expériences. Avec ce nouveau dispositif, le nombre des particules dans le nuage quand la détente était supérieure à 1,3 était deux fois plus grand qu'avec une détente inférieure à cette valeur. Ceci

(1) C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, CXCI, p. 289.

confirme l'opinion qu'avec cet appareil tous les ions étaient englobés dans le brouillard. Comme résultat d'un certain nombre de déterminations de e faites avec le nouvel appareil, divers échantillons de radium et des intensités différentes de radiation on obtint

$$e = 3,4 \cdot 10^{-10} (\text{gr})^{\frac{1}{2}} (\text{cm})^2 (\text{sec})^{-1}.$$

76. Une autre méthode de détermination de e a été employée par H.-A. Wilson (1). C.-T.-R. Wilson trouva qu'on pouvait déposer un brouillard autour des ions négatifs sous l'influence d'une expansion insuffisante pour provoquer une condensation sur les ions positifs. Il est donc possible de régler la détente de manière à obtenir un brouillard dont toutes les gouttes sont chargées négativement. H.-A. Wilson disposa l'expérience de manière à produire le brouillard entre deux plaques horizontales, ces dernières pouvant être maintenues à des potentiels électriques variables. Un champ électrique uniforme agissait donc entre les plaques. Ce champ, agissant sur les gouttes chargées, produisait une force verticale venant s'ajouter à celle due au poids de la goutte, et affectant la vitesse de chute.

Soient X la force verticale, e la charge portée par une goutte, v_1 la vitesse de chute d'une goutte sous l'influence de cette force, et v la vitesse de chute en l'absence de champ électrique. La vitesse de chute étant proportionnelle à la force agissant sur la goutte, si a est le rayon de cette dernière et ρ sa densité,

$$\frac{Xe + \frac{4}{3} \pi \rho g a^3}{\frac{4}{3} \pi \rho g a^3} = \frac{v_1}{v}$$

ou

$$Xe = \frac{4}{3} \pi \rho g a^3 \frac{(v_1 - v)}{v};$$

mais

$$v = \frac{2}{9} \frac{g a^2 \rho}{\mu},$$

par suite

$$Xe = \sqrt{2} \cdot 9 \pi \sqrt{\frac{\mu^3}{g \rho}} \frac{v^3 (v_1 - v)}{v}.$$

Par suite, si X , v et v_1 sont connus, on peut déterminer e .

Wilson trouva par cette méthode $e = 3,1 \times 10^{-10}$ unité électrostatique.

(1) *Phil. Mag.*, 6^e série, t. V, 1903, p. 429.

Wilson trouva que certaines gouttes dans le brouillard transportaient une charge $2e$, d'autre une charge $3e$.

Ayant ainsi déterminé la valeur de e , comparons-la à E , charge transportée par l'ion hydrogène dans l'électrolyse des solutions. Si N représente le nombre de molécules renfermées dans 1 cm^3 de gaz à la pression de 760 mm de mercure et à 0° , nous savons par des expériences sur le dégagement d'hydrogène dans l'électrolyse que

$$NE = 1,22 \times 10^{10}.$$

On montre dans les traités relatifs à la théorie cinétique des gaz (par exemple, O. Meyer, *Die kinetische Theorie der Gase*) comment, grâce à certaines hypothèses sur la nature et la forme des molécules, on peut déterminer N . Les valeurs trouvées ainsi varient considérablement. Les meilleures déterminations de N donnent des nombres compris entre

$$2,1 \times 10^{19} \quad \text{et} \quad 10^{20}.$$

Ceci donnerait pour E des valeurs comprises entre

$$6,1 \times 10^{-10} \quad \text{et} \quad 1,29 \cdot 10^{-10}.$$

La valeur déterminée pour e est bien comprise dans ces limites. Nous concluons donc que la charge transportée par un ion gazeux est égale à celle qui est transportée par l'ion hydrogène dans l'électrolyse des solutions.

Cette conclusion est également confirmée par les expériences de Townsend, auxquelles nous avons déjà renvoyé. Dans ces expériences on compara directement à E les charges transportées par les ions dans l'air, l'hydrogène, l'acide carbonique, et l'on montra qu'elles étaient égales (*voir* p. 77). A partir de ce résultat nous pouvons par des expériences directes sur les gaz déterminer la valeur de E et, à l'aide de l'équation

$$NE = 1,22 \times 10^{10},$$

le nombre de molécules par centimètre cube de gaz et la masse d'une molécule. En procédant ainsi nous évitons toutes les hypothèses sur la forme et la grandeur des molécules gazeuses et sur la nature des actions qui entrent en jeu lors de la collision de deux molécules, hypothèses qu'il faut faire pour déterminer ces quantités au moyen de la théorie cinétique des gaz. La valeur que nous avons obtenue pour N est

$$N = 3,9 \times 10^{19}.$$

77. Les déterminations de e décrites ci-dessus ont été faites avec

des ions produits par les rayons de Röntgen ou le radium. Les propriétés des ions dans les gaz sont les mêmes qu'ils soient produits par les rayons de Röntgen, de Lenard, du radium, par les rayons cathodiques ou par la lumière ultra-violette. Le fait que les vitesses des ions dans un champ électrique sont les mêmes quelle que soit leur origine rend ceci évident. Nous verrons aussi (Chap. VII) qu'ils se comportent de la même façon au point de vue de leur pouvoir de condensation des brouillards. Nous avons donc de solides raisons de croire que la charge transportée par l'ion ne dépend pas de la nature de la radiation qui le met en liberté. J'ai fait quelques expériences directes sur ce point et mesuré la charge des ions négatifs produits par l'incidence de la lumière ultra-violette sur les métaux. La méthode employée était la même que dans le cas des ions produits par les rayons de Röntgen; je trouvais que, dans les limites des erreurs d'expérience, la charge transportée par les ions négatifs produits par la lumière ultra-violette était la même que celle des ions produits par les rayons de Röntgen.

Le cas des ions produits par la lumière ultra-violette est intéressant, parce qu'il est le seul pour lequel les valeurs de e et de $\frac{e}{m}$ (lorsque la pression est basse) aient été déterminées avec les mêmes ions.

78. e ayant la même valeur que E , charge de l'ion hydrogène, $\frac{e}{m}$ est environ égal à 1000 fois $\frac{E}{M}$, M étant la masse de l'atome d'hydrogène; par suite, m est environ $\frac{1}{1000}$ de M ; la masse du transporteur de charge négative est donc seulement $\frac{1}{1000}$ de celle de l'atome d'hydrogène.

79. Résumons maintenant les résultats des déterminations de e et de $\frac{e}{m}$ qui ont été faites pour les ions produits dans les gaz par différentes espèces de radiations. Nous avons vu que, dans tous les cas pour lesquels e a été déterminé, on l'a trouvé égal à E , charge de l'ion hydrogène dans l'électrolyse. La charge transportée par l'ion gazeux ne doit pas dépendre, comme celles des ions des liquides, de la substance qui lui donne naissance. Ainsi, dans le cas des ions produits par les rayons de Röntgen ou une radiation analogue, la charge d'un ion formé dans l'oxygène est la même que celle d'un ion qui a pris naissance dans l'hydrogène, bien que dans les liquides la charge d'un ion oxygène soit égale à deux fois celle d'un ion hydro-

gène. De même, à de très basses pressions, quand l'ion négatif peut éviter d'être englobé par des molécules du gaz qui l'entoure, sa masse aussi bien que sa charge sont invariables et plus petites que celles de la plus petite fraction de matière ordinaire, c'est-à-dire que celle d'un atome d'hydrogène déterminée d'après la *Théorie cinétique des gaz*. Nous donnerons à chacun de ces petits ions négatifs le nom de *corpuscule*. Ainsi l'électrisation négative, quand la pression du gaz est assez basse pour qu'on se trouve seulement en présence d'une très petite quantité de matière ordinaire, est due à une réunion de corpuscules.

Par contre, les ions positifs sont, autant que nous puissions le savoir, toujours associés à des masses comparables aux masses des atomes ordinaires du gaz dans lequel ils se trouvent.

Ce résultat nous a conduits à une conception sur la nature de l'électricité qui sous beaucoup de rapports ressemble fort à l'ancienne *Théorie du fluide unique*. Le *fluide électrique* est constitué par les corpuscules, dont le groupement donne lieu à l'électrisation négative; le déplacement de l'électricité d'un point à un autre est un transport de ces corpuscules d'un point où il y a gain d'électricité positive à un autre où il y a gain d'électricité négative. Ainsi un corps électrisé positivement est un corps qui a perdu quelques corpuscules. Ces corpuscules peuvent ou bien demeurer libres ou bien s'attacher aux molécules de matière avec lesquelles ils viennent en contact. Ainsi l'électrisation positive est toujours associée à de la matière ordinaire, tandis que l'électrisation négative peut l'être ou ne pas l'être selon que les corpuscules sont ou ne sont pas liés à des molécules de matière ordinaire. Ainsi, dans les gaz à très basse pression, les corpuscules sont libres, mais dans les gaz à haute pression ils sont associés à des molécules du gaz. Il n'y a plus alors beaucoup de différence entre les masses effectives des ions positifs et négatifs. Ce cas est mis en évidence par les résultats des expériences que nous avons décrites sur les mobilités des ions positifs et négatifs dans un champ électrique où, quoique l'ion négatif se meuve plus vite que le positif, la différence entre leurs mobilités n'est pas grande.

Nous reviendrons dans un chapitre ultérieur sur les développements de cette théorie corpusculaire de l'électricité.

CHAPITRE VII.

SUR QUELQUES PROPRIÉTÉS PHYSIQUES DES IONS GAZEUX.

80. Un des effets les plus frappants produits par les ions est l'influence qu'ils exercent sur la condensation des vapeurs. La découverte due à R. von Helmholtz ⁽¹⁾ de l'action d'une décharge électrique sur un jet de vapeur à haute pression en est un exemple. Si de la vapeur s'échappe par un ajutage placé près d'une pointe reliée à une machine électrique ou à une bobine d'induction, il se produit un changement remarquable dans l'apparence du jet quand l'électricité s'échappe de l'électrode. On met nettement ce changement en évidence en projetant l'ombre du jet sur un écran. Quand il ne s'échappe pas d'électricité par la pointe, le jet est presque transparent et son ombre très légère; dès que l'électricité commence à s'échapper, l'opacité du jet s'accroît remarquablement, l'ombre devient tout à fait sombre et distincte. Des couleurs dues à la diffraction de la lumière par les gouttelettes d'eau font leur apparition et donnent parfois au jet de vapeur une très belle apparence.

Nous renverrons à un Mémoire de Barus ⁽²⁾ pour la description d'un dispositif expérimental permettant d'observer ces couleurs dans les meilleures conditions, et d'une méthode grâce à laquelle on peut déterminer au moyen des couleurs observées la grosseur des gouttes d'eau. Ceci montre évidemment que la vapeur se condense en gouttelettes sous l'influence de l'électrisation.

Dans un Mémoire récent de R. von Helmholtz et Richarz ⁽³⁾ publié après la mort du premier, les auteurs montrent qu'un jet de vapeur est affecté quand on établit ou rompt le courant primaire d'une bobine d'induction, même si les pôles du secondaire disposés dans le voisinage du jet sont séparés par une distance de beaucoup supérieure à la distance explosive; ils montrent de plus que ces effets subsistent même quand on entoure les pôles avec du papier buvard

(1) R. VON HELMHOLTZ, *Wied. Ann.*, t. XXXII, 1887, p. 1. Voir également BIDWELL, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXIX, 1890, p. 158.

(2) BARUS, *American Journal of Metereology*, t. IX, 1893, p. 488.

(3) R. V. HELMHOLTZ ET RICHARZ, *Wied. Ann.*, XL, 1890, p. 161.

humide afin de retenir toute particule métallique pouvant leur être enlevée.

R. von Helmholtz et Richarz (*loc. cit.*) montrèrent que les gaz qui proviennent du voisinage des flammes, que celles-ci soient lumineuses ou non, ont une action sur le jet de vapeur. Les flammes très froides d'éther et d'alcool font cependant exception. Un fil de platine amené à la température du rouge sombre affecte le jet lorsqu'il est électrisé; amené au jaune brillant, il l'affecte même sans être chargé; sauf pourtant dans une atmosphère d'hydrogène, auquel cas il est sans action s'il n'est pas chargé. Du gaz d'éclairage passant à travers une toile de platine amenée au rouge sombre a également une action sur le jet de vapeur. Il est également influencé par la présence dans son voisinage de certaines substances, telles que l'acide sulfurique, ainsi que par les gaz dissociés ou subissant à l'air des modifications chimiques tels que Az^2O^4 ou AzO^2 . L'ozone et le peroxyde d'hydrogène sont sans action sur lui. Si pourtant on détruit l'ozone en le faisant barboter dans des substances telles que le permanganate ou l'iode de potassium, le gaz qui se dégage est capable d'affecter le jet de vapeur. Ce gaz possède également, comme l'a montré pour la première fois Meissner ⁽¹⁾, la propriété de former des vapeurs en arrivant au contact de l'air humide. Des expériences sur ce sujet ont été faites également par von Helmholtz et Richarz ainsi que par Townsend ⁽²⁾. L'action produite dans ce cas et dans les autres par suite d'une action chimique est, comme nous le verrons, probablement, due à la formation de quelque substance qui se dissout dans les gouttes d'eau et abaisse leur tension de vapeur. Les gouttes ne sont pas alors formées d'eau pure, mais d'une solution plus ou moins diluée.

L'air humide qui a passé sur du phosphore, du sodium ou du potassium a également une action sur le jet de vapeur. Lenard et Wolff ⁽³⁾ ont également montré que l'incidence de la lumière ultra-violette sur une plaque de zinc ou sur quelque solution fluorescente dans le voisinage du jet de vapeur y produit une condensation. Un effet semblable est produit par la lumière ultra-violette ayant traversé le quartz. Richarz ⁽⁴⁾ montra qu'en faisant tomber sur le jet de vapeur des rayons de Röntgen, on produit le même effet. On fut longtemps avant de se mettre d'accord sur la cause de cette manière d'être du

(1) MEISSNER, *Jahresber. f. Chemie*, 1863, p. 126.

(2) J.-S. TOWNSEND, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, X, 1898, p. 52.

(3) LENARD et WOLFF, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1899, p. 443.

(4) RICHARZ, *Wied. Ann.*, t. LIX, 1896, p. 592.

jet de vapeur. Les plus récentes recherches sur cette question furent faites au moment où les expériences de Aitken ⁽¹⁾, Coulier ⁽²⁾ et Kiessling ⁽³⁾ avaient attiré l'attention sur le grand rôle joué par les poussières dans la condensation des vapeurs. Ces physiciens avaient montré que les brouillards produits par l'abaissement de température que provoque une faible détente adiabatique de l'air humide et chargé de poussières d'une chambre disparaissaient entièrement si l'on débarrassait l'air de ses poussières. Ils montrèrent que les gouttes dans le brouillard se rassemblaient autour des grains de poussière. Les gouttes d'eau peuvent ainsi avoir un rayon fini, celui d'une particule de poussière, et éviter la période durant laquelle la grandeur de leur rayon est de l'ordre des dimensions moléculaires, période durant laquelle, comme Lord Kelvin l'a montré, l'action de la tension superficielle conduirait à une évaporation assez intense pour provoquer leur disparition.

La découverte des effets produits par la poussière sur la condensation de la vapeur d'eau tendrait à lui faire attribuer et à elle seule la formation des brouillards dans tous les cas. En fait, le jet de vapeur servit à mesurer la quantité de poussières contenue dans l'air. Ainsi, par exemple, Lenard et Wolff attribuaient l'effet produit par l'incidence de la lumière ultra-violette sur les métaux à des poussières métalliques détachées du métal sous son influence. D'autre part, R. von Helmholtz et plus tard Richarz soutenaient énergiquement que les effets qu'ils observaient étaient dus aux ions et non à la poussière; ils donnèrent des arguments solides et firent quelques expériences frappantes pour justifier cette manière de voir. Cependant, comme leur affirmation s'appuyait plutôt sur des preuves indirectes et comme l'exactitude de leurs vues a été démontrée d'une manière indiscutable par des expériences directes faites récemment par Wilson, nous commencerons par décrire d'abord ces dernières recherches.

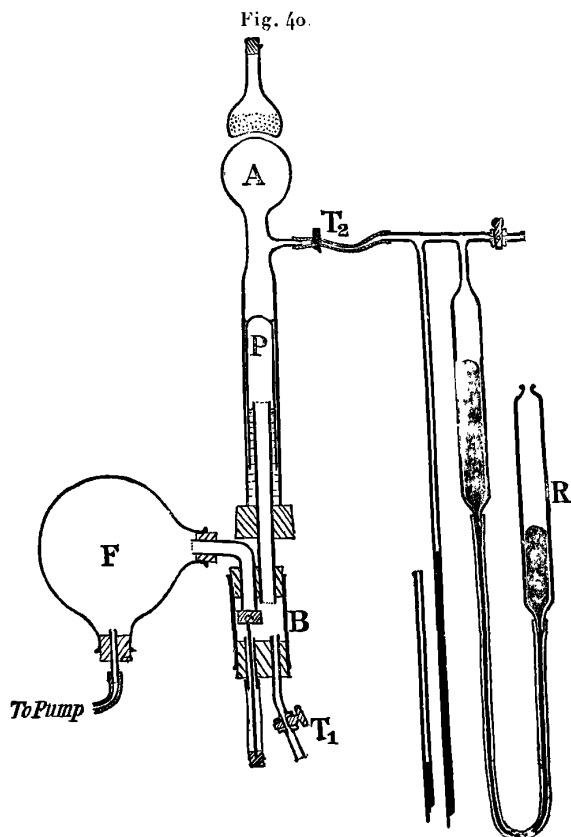
81. La méthode employée par Wilson consistait à refroidir brusquement l'air humide par une détente adiabatique. Le gaz qui avant le refroidissement était saturé de vapeur d'eau était sursaturé après. La figure 40 montre un des dispositifs employés par Wilson pour produire l'expansion. On a déjà expliqué le mode d'emploi de

(1) AITKEN, *Nature*, t. XXIII, 1880, p. 195, 384; *Trans. Roy. Soc. Edin.*, t. XXXIII, 1881, p. 337.

(2) COULIER, *Journal de Pharm. et de Chimie*, t. XXII, 1875, p. 165.

(3) KIESSLING, *Naturw. Verein Hamburg-Altona*, t. VIII, 1884, p. 1.

l'appareil. Il est très important dans ces expériences que les expansions qui donnent naissance au nuage soient aussi rapides que possible; avec des expansions lentes en effet, dès que la saturation est suffisante pour la formation des premières gouttes, si celles-ci ont le temps de grossir avant que l'expansion soit complète, elles enlèveront à l'air une partie de son humidité et la sursaturation ne s'élèvera pas beaucoup au-dessus de la valeur requise pour la formation des premières gouttes. Pour assurer cette rapide expansion, le piston P (fig. 40) sera léger et susceptible de se mouvoir librement de haut



en bas, et le dispositif grâce auquel se produira une différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur du cylindre devra fonctionner très rapidement.

82. En se servant d'un tel dispositif, Wilson (1) trouva que, quand

(1) C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, t. CLXXXIX, 1897, p. 265.

la chambre d'expansion était remplie d'air chargé de poussières, une très faible détente était suffisante pour produire un brouillard dense. Si on laissait ce brouillard se déposer et si on répétait l'opération on débarrassait par degrés l'air de la poussière que le brouillard entraînait en tombant. Quand l'air était entièrement débarrassé de poussières de petites détentes ne donnaient naissance à aucun nuage. Si nous prenons comme mesure de l'expansion le rapport du volume final au volume initial, il n'y avait production d'aucun nuage dans l'air privé de poussières tant que l'expansion n'atteignait pas la valeur 1,25. Quand elle était comprise entre 1,25 et 1,38, quelques gouttes commençaient à apparaître; ces gouttes étaient beaucoup plus nombreuses dans l'hydrogène que dans l'air. En augmentant la détente au delà de 1,38 on produisait dans le gaz privé de poussières un brouillard beaucoup plus dense, dont la densité s'accroissait très rapidement avec l'expansion. Nous voyons ainsi que, même en l'absence de poussières, on peut produire une condensation par des expansions brusques si celles-ci dépassent une certaine valeur. Cette limite semble être indépendante de la nature du gaz, comme le montre la Table suivante, qui donne les rapports des volumes nécessaires pour produire le premier stade de la condensation et la sursaturation, c'est-à-dire le rapport de la tension de la vapeur d'eau au début de la condensation à la tension de la vapeur saturée à la même température.

Gaz.	Condensation sous forme de			
	pluie.		nuage.	
	$\frac{\text{Vol. final}}{\text{Vol. initial}}$	Sur-saturation.	$\frac{\text{Vol. final}}{\text{Vol. initial}}$	Sur-saturation.
Air.....	1,252	4,2	1,375	7,9
Oxygène.....	1,257	4,3	1,375	7,9
Azote.....	1,262	4,4	1,375	7,9
Hydrogène.....	»	»	1,375	7,9
Acide carbonique...	1,365	4,2	1,53	7,3
Chlore.....	1,30	3,4	1,44	5,9

La troisième et la quatrième colonnes donnent les quantités correspondant au deuxième stade, c'est-à-dire au moment où la condensation produit un nuage dense.

Le premier stade de condensation ne se produit pas dans l'hydrogène.

83. La description des phénomènes que nous venons de donner se rapporte aux gaz à l'état normal. En exposant le gaz à l'action des rayons de Röntgen, Wilson trouva que comme dans un gaz à

l'état normal il ne se produit pas de gouttes jusqu'à ce que l'expansion soit égale à 1,25. Si l'on dépasse cette limite, la densité du nuage est très fortement accrue par les rayons et si ceux-ci sont intenses les quelques gouttes qui seules auraient pris naissance en leur absence sont remplacées par un brouillard dense et presque opaque. L'intensité des rayons n'a pas d'influence sur la valeur de la détente nécessaire à la production du nuage. Quelle que soit leur intensité, on ne peut avoir production de brouillard tant que la valeur de l'expansion ne dépasse pas 1,25. L'intensité des rayons affecte le nombre de gouttes, mais nullement l'instant de l'apparition du nuage. L'effet produit par les rayons persiste quelques secondes après leur arrêt. Wilson (1) a montré que les radiations émises par l'uranium et les autres substances radioactives produisent le même effet que les rayons de Röntgen; il en est de même de la lumière ultra-violette lorsqu'elle frappe un métal tel que le zinc. Les effets qu'elle produit sont cependant un peu plus complexes et nous aurons à revenir sur ces phénomènes.

84. L'expérience suivante permet de montrer directement que l'effet produit par les rayons de Röntgen et de l'uranium est dû à la production dans le gaz d'ions chargés. Si en effet les ions produits par les rayons de Röntgen agissent comme noyaux de condensation et si on peut les extraire du gaz en le soumettant à un champ électrique intense, le brouillard ne doit pas pouvoir se former par détente de l'air exposé aux rayons quand celui-ci est soumis à un fort champ électrique. C'est ce qu'on trouva en effet et l'expérience est des plus frappantes. Deux plaques parallèles étaient disposées dans un vase renfermant de l'air débarrassé de poussières, à une distance de 5^m environ l'une de l'autre. Elles étaient assez grandes pour comprendre entre elles la majeure partie de l'air, et pouvaient être reliées à une batterie de petits accumulateurs donnant une différence de potentiel d'environ 400 volts (2). Les rayons de Röntgen traversaient le gaz entre elles; ce dernier avait été débarrassé de poussières. Lorsqu'on interrompait la communication entre les plaques et la batterie, une détente convenable provoquait la formation d'un nuage dense. Quand au contraire on reliait les plaques à la batterie, la détente ne produisait qu'un nuage très léger, tout aussi peu dense quand les rayons de Röntgen ne traversaient pas l'air que quand ils y passaient.

(1) C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, t. CXCII, 1899, p. 403.

(2) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVI, 1898, p. 528.

85. Lorsqu'on a produit un nuage dense sous l'action des rayons de Röntgen, grâce à une expansion comprise entre 1,25 et 1,38, ou sans rayons de Röntgen avec une expansion supérieure à 1,38, on peut pendant un certain temps produire des gouttelettes sous l'influence de détentes inférieures à 1,25, et un champ électrique n'empêche pas leur formation. Un brouillard dense laisse après lui selon toute apparence de petites gouttelettes, qui trop petites pour être visibles agissent à la façon des grains de poussières, et provoquent avec de très faibles détentes une condensation du brouillard. Wilson (1) montra également que, si l'on produit dans la chambre à expansion une décharge par une pointe, on a comme dans le cas des rayons de Röntgen un accroissement considérable de la condensation pour des détentes comprises entre 1,25 et 1,38. En arrêtant la décharge avant de produire la détente, on trouva qu'on pouvait produire des nuages pendant une ou deux minutes après l'arrêt de cette dernière. L'expansion nécessaire à leur production diminuait lorsque l'intervalle de temps compté à partir de la cessation de la décharge croissait; ceci montre que quelques-uns des noyaux de condensation produits avaient grossi dans cet intervalle. Ceci est probablement dû à la formation de quelque composé chimique pendant la décharge, peut-être d'acide nitrique qui, en se dissolvant dans les gouttes, abaisse leur tension de vapeur.

86. Wilson montra que le passage de la lumière ultra-violette à travers un gaz (différent du cas où elle vient frapper une surface métallique) produit également de très intéressants effets de condensation. Si l'intensité de la lumière est faible, il ne se produit aucun brouillard, à moins que l'expansion ne soit égale à celle (1,25) qui est nécessaire pour lui donner naissance dans les gaz exposés aux rayons de Röntgen. Si la lumière ultra-violette est très intense, on a des condensations de brouillard dans l'air ou l'oxygène pur, mais non dans l'hydrogène, pour des détentes beaucoup plus faibles, et le degré d'expansion nécessaire décroît quand la durée d'exposition à la lumière augmente. Ainsi les noyaux qui servent de centres de condensation grossissent sous l'influence de la lumière. Si la lumière ultra-violette est extrêmement intense, on voit des brouillards se produire dans l'air et dans l'oxygène en l'absence de toute détente; ces nuages sont extrêmement légers et peuvent persister durant des heures après l'extinction de la lumière. Wilson a même pu les

(1) C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, t. CXCII, 1899, p. 403.

produire dans de l'air en contact avec une solution à 17 pour 100 de potasse caustique et qui par suite n'était pas saturé de vapeur d'eau. Dans ce cas, les gouttes persistaient 3 heures après l'extinction de la lumière. Ceci prouve, comme l'indique Wilson, que les gouttes ne peuvent être formées d'eau pure. Ces nuages sont très probablement analogues à ceux qui furent observés il y a quelques années par Tyndall ⁽¹⁾ lorsque la lumière ultra-violette traversait l'air contenant des vapeurs de certaines substances, parmi lesquelles le nitrite d'amyle est l'une de celles qui donnent lieu aux effets les plus frappants. Ces effets peuvent être expliqués par la formation sous l'influence de la lumière ultra-violette de quelque substance spéciale. Wilson émit l'hypothèse que dans ses expériences c'était H^2O^2 qui, en se dissolvant dans les gouttes au fur et à mesure de leur formation, en abaissait la tension de vapeur et les rendait capables de grossir alors que des gouttes d'eau pure se seraient évaporées. Cette explication concorde avec ce fait que la lumière ultra-violette ne donne pas de brouillards dans la vapeur d'eau seule ou dans l'hydrogène, et que tout au contraire de ceux qui sont dus aux rayons de Röntgen les brouillards formés sous son action ne diminuent pas de densité quand le gaz est soumis à un champ électrique intense; ceci prouve que les noyaux de condensation ne sont pas chargés ou que, s'ils le sont, ils sont alourdis par des molécules étrangères, et ne peuvent prendre de mouvement appréciable dans un champ électrique. Vincent ⁽²⁾ a observé des mouvements de ces nuages dans un champ électrique intense; il trouva qu'un certain nombre de gouttes se mouvaient dans un sens, les autres dans le sens opposé, alors que d'autres ne se déplaçaient pas du tout. Les unes n'étaient donc pas chargées alors que parmi les autres il y en avait de chargées positivement, d'autres négativement. Il semblerait ainsi que les charges n'ont rien à voir avec la formation de ces gouttes, celles-ci servant simplement de supports aux ions produits par la lumière ultra-violette.

87. Buisson ⁽³⁾ qui étudia cette question avec le plus grand soin ne put mettre en évidence aucune conductibilité dans l'air au travers duquel passait de la lumière ultra-violette. Lénard ⁽⁴⁾ a montré

(1) J. TYNDALL, *Phil. Trans.*, CVI, 1870, p. 333.

(2) VINCENT, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XII, 1904, p. 305.

(3) BUISSON, cité par PERRIN. *Thèses présentées à la Faculté des Sciences de Paris*, 1897, p. 31.

(4) LENARD, *Ann. der Phys.*, t. I, p. 486; t. III, 1900, p. 298.

récemment cependant qu'une espèce particulière de lumière ultra-violette, si rapidement absorbée qu'elle disparaît après un parcours de quelques centimètres dans l'air à la pression atmosphérique, produit une certaine conductibilité lorsqu'elle le traverse; il montra qu'un conducteur chargé placé dans le voisinage de l'air traversé par ces rayons perd sa charge, et cela plus rapidement quand elle est positive que quand elle est négative. Lenard détermina la mobilité des ions négatifs par une méthode analogue à celle du paragraphe 30), et trouva dans l'air à la pression atmosphérique $3,13 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ sous un gradient de potentiel de 1 par centimètre. C'est là environ deux fois la mobilité des ions produits par les rayons de Röntgen. D'autre part, la mobilité des ions positifs sous le même gradient de potentiel n'était plus que de $0,0015 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$, c'est-à-dire seulement $\frac{1}{1000}$ de la mobilité de l'ion positif produit par les rayons de Röntgen. La mobilité plus grande des ions négatifs explique pourquoi la déperdition subie par un corps chargé positivement dans un gaz ionisé est beaucoup plus rapide que celle subie par le même corps chargé négativement. Nous reviendrons sur ce point dans le Chapitre consacré à l'action de la lumière ultra-violette sur les gaz.

88. Les résultats obtenus par Wilson et Lenard semblent faire incliner à conclure que, lorsque le gaz est soumis à l'action de la lumière ultra-violette ordinaire, il se produit une action chimique aboutissant à la formation d'une substance qui en se dissolvant dans l'eau abaisse la tension de vapeur des gouttes et facilite ainsi leur formation; lorsque ces gouttes sont exposées à la lumière ultra-violette particulière étudiée par Lenard, elles perdent de l'électricité négative comme le font d'ailleurs quantité d'autres corps dans le même cas, et ce sont les ions négatifs libérés ainsi qui donnent naissance à la conductibilité étudiée par lui. La différence qu'on constate entre l'action de la lumière ultra-violette et celle des rayons de Röntgen consiste en ce que celle-ci, lorsqu'elle est très intense, peut provoquer la formation de brouillards avec des expansions faibles ou même nulles, tandis que ces derniers en sont incapables. Ceci est dû, d'après la théorie que nous exposons plus haut, à ce que la lumière ultra-violette est beaucoup plus active que les rayons de Röntgen pour provoquer des actions chimiques. On peut citer beaucoup d'exemples de cette action, entre autres la combinaison de l'hydrogène et du chlore.

L'influence de faibles traces de substances solubles sur la formation de brouillards a été mise en évidence d'une façon très nette dans

quelques expériences de H.-A. Wilson (1). L'auteur (2) a montré comment des gouttelettes mêmes dont l'existence est fugitive facilitent le processus de combinaison entre les gaz qui les entourent et comment cette action peut expliquer le fait remarquable découvert par Baker (3) et Pringsheim (4) que quelques-uns des cas les plus connus de combinaisons chimiques entre gaz sont dus à la présence d'humidité et n'ont pas lieu avec des gaz desséchés avec des précautions spéciales.

89. *Noyaux de condensation émis par les métaux.* — C.-T.-R. Wilson (5) a montré que certains métaux émettent des noyaux qui provoquent la formation de brouillards quand l'expansion dépasse 1,25, les effets étant cependant beaucoup plus marqués quand on accroît jusqu'à 1,30 la valeur de la détente. La grandeur de cet effet dépend beaucoup du métal employé. L'amalgame de zinc donne des nuages relativement denses, le zinc poli et le plomb donnent également des effets très nets. Au contraire, le cuivre poli et l'étain ne donnent lieu à aucun effet appréciable. L'ordre dans lequel on peut ranger les métaux est le même que celui dans lequel on peut les classer d'après leur pouvoir d'impressionner une plaque photographique placée à une petite distance de leur surface, question étudiée par Russel (6) et Colson (7). L'effet produit sur la condensation par la présence d'un métal est très faible dans l'hydrogène.

Bien que la valeur de la détente nécessaire pour provoquer une condensation soit la même en présence des métaux que sous l'action des ions produits par les rayons de Röntgen, l'effet dû à un métal diffère de celui provoqué par ces derniers, en ce sens qu'il n'est pas diminué par l'action d'un champ électrique même intense. Il se peut pourtant que dans un air tranquille le gaz ionisé soit localisé dans une couche voisine de la surface du métal et que les remous violents provoqués par une expansion brusque détachent la couche ionisée de la plaque et dispersent les ions à travers le gaz. Si tel est le cas, les ions étant libres seulement pendant le court instant de l'expansion ne sont pas

(1) H.-A. WILSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLV, 1898.

(2) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXXVI, 1893, p. 313; *B. A. Report*, 1894.

(3) BAKER, *Phil. Trans.*, t. CLXXIX, 1888, p. 571.

(4) PRINGSHEIM, *Wied. Ann.*, t. XXXII, 1887, p. 384.

(5) C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, t. CLXXXII, 1899, p. 403.

(6) RUSSELL, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXI, 1897, p. 424; t. LXIII, 1898, p. 102.

(7) COLSON, *Comptes rendus*, t. CXXIII, 1896, p. 49.

sensiblement affectés par le champ électrique, qui ne peut pendant ce court instant les extraire du gaz. Les effets qui ont été signalés comme accompagnant le rejaillissement des gouttes d'eau, de mercure et de beaucoup d'autres liquides rendent très probable l'existence d'une telle couche gazeuse ionisée au voisinage du métal. Lenard ⁽¹⁾ a montré aussi que, lorsque des gouttes d'eau rejaillissent contre une plaque métallique, elles se chargent positivement alors que l'air environnant prend une charge négative. De l'air agité dans un flacon avec du mercure se charge négativement. Lord Kelvin ⁽²⁾ a montré que, lorsque de l'air a barboté à travers de l'eau, il se dégage chargé d'électricité négative. J'ai trouvé récemment que, si l'on fait barboter énergiquement de l'air dans de l'eau, celui-ci renferme lorsqu'il se dégage des ions positifs ainsi que des ions négatifs, quoique ces derniers soient de beaucoup plus nombreux. On trouva que de l'air ainsi traité déchargeait un corps chargé négativement moins rapidement toutefois que lorsqu'il avait une charge positive. Comme autre exemple de l'électrisation produite par une agitation de la surface de l'eau, nous pouvons citer la remarque faite par Holmgren ⁽³⁾ qu'on peut produire de l'électricité en séparant brusquement deux toiles mouillées qui ont été rapprochées l'une contre l'autre; l'électricité positive restant sur les toiles, la négative dans l'air. Cet auteur trouva également que lorsque l'aire de la surface de l'eau varie rapidement, comme par exemple quand des ondulations se déplacent à sa surface, il se produit de l'électricité, l'électricité positive restant dans l'eau, la négative dans l'air. L'auteur ⁽⁴⁾ constata que, lorsque les liquides se trouvaient dans une atmosphère d'hydrogène au lieu d'être dans l'air, l'électrisation produite par le rejaillissement était excessivement faible.

Wilson prouva, comme on l'a déjà établi, que l'action produite par les métaux sur la condensation des brouillards était extrêmement faible dans l'hydrogène. Ces faits suffisent à montrer que des variations de surface sont pour un grand nombre de substances accompagnées d'une émission d'ions dans le gaz environnant. L'explication la plus simple de ce fait consiste à supposer qu'il se forme à la surface de ces corps une double couche d'électricité et qu'il est possible que

(1) LENARD, *Wied. Ann.*, t. XLVI, 1892, p. 584.

(2) LORD KELVIN, *Proc. Roy. Soc.*, t. LVII, 1894, p. 335.

(3) HOLMGREN, *Sur le développement de l'électricité au contact de l'air et de l'eau*, *Soc. physico-graphique de Londres*, 1894.

(4) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXXVII, 1874, p. 341.

l'un des feuillets de cette couche soit arraché par le mouvement de l'air au moment de la détente.

Nous savons aussi que les métaux émettent une radiation qui peut ioniser un gaz et qu'une partie en est rapidement absorbée par lui, ce qui explique la faible épaisseur de la couche produite. Il est important de noter que, si cette couche de gaz ionisé est très voisine de la surface du métal, les ions qu'elle renferme ne seront pas dispersés dans le gaz environnant, même dans le cas où le métal serait chargé à un potentiel suffisant pour qu'on ait un champ électrique très intense. Supposons en effet qu'au point P, à une distance r d'une surface plane conductrice, nous ayons une charge e . Une conséquence de ce fait sera l'existence d'une force agissant sur la charge située en P et dirigée vers le plan, ceci résultant de la présence d'une quantité égale d'électricité de signe contraire induite sur la plaque. Cette force sera égale à $\frac{e^2}{4R^2}$. S'il existe un champ extérieur d'intensité F , tendant à éloigner le corps chargé de la plaque, ce dernier ne pourra surmonter l'attraction qui s'exerce vers elle que si Fe est plus grand que $\frac{e^2}{4R^2}$ ou $F > \frac{e}{4R^2}$. Supposons e égal à la charge d'un ion, $3,4 \times 10^{-10}$ unités électrostatiques et l'intensité du champ 100 volts par centimètre, soit $\frac{1}{3}$ dans le système électrostatique. Nous voyons que la force qui agit sur l'ion dans ce champ intense est encore dirigée vers la plaque, c'est-à-dire que l'ion ne sera pas entraîné dans le gaz environnant si r est inférieur à $1,6 \times 10^{-2}$. Cet exemple nous montre l'extrême difficulté qu'on rencontrera à détacher de très minces couches de gaz ionisé par des moyens électriques.

90. Les quelques noyaux qui provoquent la condensation sous forme de pluie avec des expansions comprises entre 1,25 et 1,38, dans les gaz qui ne sont pas exposés à quelque agent ionisant extérieur, peuvent provenir de l'ionisation dont nous avons constaté l'existence dans tous les gaz renfermés dans des récipients clos. Dans les premières expériences, Wilson ne put déceler aucune diminution du nombre de gouttes lorsque l'expansion était produite dans un champ électrique intense. Dans des expériences plus récentes (*Phil. Mag.*, juin 1904), où il se servit de vases plus grands, il put mettre en évidence une grande diminution du nombre de noyaux de condensation sous l'influence d'un champ électrique. L'absence de diminution dans les récipients de faible volume est dû à la perte considérable d'ions qui se produit par diffusion vers les parois du vase, diffusion

dont l'effet est plus considérable dans les récipients de faible capacité que dans les grands.

Efficacité relative des ions positifs et négatifs pour la production des phénomènes de condensation des brouillards.

91. L'auteur ⁽¹⁾ fit en 1893 avec un jet de vapeur une expérience qui montre que l'électricité négative a certainement une action plus grande que la positive pour provoquer des condensations. On utilisait le dispositif suivant. Un tube de verre vertical plongeait dans la chambre de vapeur; à son extrémité supérieure était soudé un tube horizontal transversal, aux extrémités duquel sortait la vapeur et étaient soudés des fils de platine terminés en pointe et reliés aux pôles d'une petite bobine d'induction. En actionnant cette dernière on constatait une grande condensation dans les deux jets, mais le jet du côté de la pointe négative était toujours plus dense que du côté de la pointe positive. Ceci n'était pas dû à une dissymétrie ou à une différence dans les tubes, car en inversant les pôles de la bobine le nuage le plus dense passait à l'autre extrémité. Aucune étincelle ne passait entre les électrodes de platine. La force de la bobine était simplement suffisante pour produire aux pointes une décharge non lumineuse.

Plus récemment, en 1898 ⁽²⁾, j'ai observé des effets semblables en produisant des brouillards par expansion; mais la question a été étudiée systématiquement pour la première fois par C.-T.-R. Wilson ⁽³⁾ en 1899. Il rechercha quelle était la valeur de l'expansion requise pour que les ions positifs ou négatifs agissent comme noyaux de condensation. Il employa plusieurs méthodes. La figure 41 donne les dispositions de l'un des appareils. Le vase dans lequel on observait les brouillards était sensiblement sphérique et avait environ 5^m,8 de diamètre. Il était divisé en deux chambres égales par une cloison de laiton de 1^{mm} environ d'épaisseur disposée dans le plan équatorial. Le vase était coupé en deux parties, et les bords des deux moitiés rodés pour permettre de les fixer facilement contre les faces de la cloison. Cette dernière était circulaire et portait sur chacune de ses faces un anneau de laiton soudé faisant le tour complet de la cir-

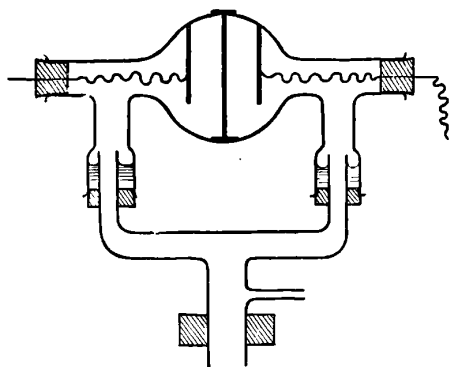
(1) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXXVI, 1893, p. 313.

(2) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVI, 1898, p. 528.

(3) C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, t. CXCIII, 1899, p. 289.

conférence, sauf à la partie supérieure où il était interrompu et laissait une ouverture. Quand on avait accolé les deux moitiés du vase contre les anneaux, il restait ainsi une fente de $4^{\text{mm}},5$ de long et $2^{\text{mm}},5$ de large de chaque côté de la cloison. Cette fente était recouverte d'une mince feuille d'aluminium mastiquée sur la surface extérieure du vase et le rebord de la cloison de métal. On pouvait

Fig. 41.



ainsi exposer aux rayons de Röntgen provenant d'une source disposée au-dessus une mince couche d'air en contact avec chacune des faces de la cloison. Chacune des moitiés de l'appareil contenait une seconde plaque de laiton parallèle à la plaque centrale et éloignée d'elle de $1^{\text{mm}},8$.

On avait ménagé entre les côtés de ces plaques et les parois du vase un vide permettant à l'air de s'échapper au moment de l'expansion. Pour maintenir le faisceau de rayons parallèle à la cloison, un écran de plomb muni d'une fente de 4^{mm} de large était disposé à environ 2^{cm} au-dessus de la fenêtre d'aluminium; on le déplaçait jusqu'à obtenir des deux côtés des brouillards identiques, les deux plaques étant maintenues exactement au même potentiel. Les deux plaques métalliques étaient recouvertes de papier buvard humide pour arrêter des ions du métal.

Supposons maintenant la plaque du milieu au sol, la plaque de gauche étant maintenue au plus bas potentiel et la plaque de droite au plus élevé. Il est alors évident que, l'ionisation étant confinée dans une couche voisine de la plaque verticale centrale, la moitié gauche du vase renfermera dans ces conditions un certain nombre d'ions positifs et la moitié droite un certain nombre d'ions négatifs. Wilson trouva qu'avec une expansion de $1,28$ on avait un brouillard dense dans la moitié du vase renfermant des ions négatifs alors qu'on

avait seulement quelques gouttes dans la moitié renfermant des ions positifs. Cet excès de condensation dans la moitié négative persistait jusqu'à ce que l'expansion fût égale à 1,31. Il n'y avait plus alors qu'une différence faible ou nulle entre les aspects des nuages dans les deux parties. On avait soin de faire en sorte que le potentiel de la plaque positive surpasse celui de la plaque centrale de la même quantité que le potentiel de cette dernière surpassait celui de la plaque négative.

La Table suivante montre la différence entre les effets produits par les ions positifs et négatifs; le temps de chute des gouttes sert à déterminer le nombre des noyaux de condensation. Si ce nombre est faible, les gouttes d'eau formées autour d'eux seront grosses et tomberont rapidement; si au contraire le nombre de noyaux de condensation est grand, les gouttes seront petites et tomberont lentement puisqu'il y a à répartir entre elles la même quantité d'eau.

Temps de chute du brouillard en secondes.

Détente.	Côté gauche.	Côté droit.	Rapports des temps	
				$\frac{\text{négatif}}{\text{positif}}$
1,28	positif, 5	négatif, 16	3,2	} 4,1
	négatif, 15	positif, 3	5,0	
1,30	négatif, 15	positif, 2	7,5	} 5,1
	positif, 5	négatif, 15	3,0	
	négatif, 10	positif, 2	5,0	
1,31	positif, 2	négatif, 10	5,0	} 1,8
	positif, 7	négatif, 12	1,7	
1,32	négatif, 14	positif, 7	2,0	} 1,5
	négatif, 8	positif, 5	1,6	
1,33	positif, 8	négatif, 10	1,2	} 1,15
	négatif, 14	positif, 8	1,7	
	positif, 12	négatif, 17	1,4	
1,35	négatif, 12	positif, 10	1,2	} 1,0
	positif, 12	négatif, 13	1,1	
1,35	négatif, 10	positif, 10	1,0	} 1,0
	positif, 10	négatif, 10	1,0	

Dans les expériences rapportées ci-dessus, il y avait entre la plaque centrale et l'une quelconque des deux autres une différence de potentiel égale à celle de deux éléments Leclanché. Les mots positif et négatif, dans la Table, indiquent que les ions positifs ou négatifs étaient respectivement en excès dans la région à laquelle ils se rapportent. Les différences qu'on peut constater dans les vitesses de chute pour les mêmes expansions sont dues aux irrégularités qui

se produisent dans l'action du tube producteur des rayons de Röntgen.

Les ions négatifs commencent à agir comme noyaux de condensation quand l'expansion est d'environ 1,25, ce qui correspond à une sursaturation égale à quatre environ, tandis que nous voyons au contraire d'après la Table que les ions positifs ne commencent à agir que lorsque l'expansion est égale à 1,31, ce qui correspond à une sursaturation égale à six. Wilson a montré que tous les ions négatifs sont englobés quand la détente est égale à 1,28. Mais c'est seulement lorsque celle-ci atteint 1,35, que tous les ions positifs sont entraînés.

Ceci n'est pas dû à ce que les ions négatifs ont une charge électrique plus considérable que les ions positifs. Pour le montrer prenons un vase à expansion tel que celui indiqué figure 40 et ionisons le gaz par les rayons de Röntgen. Produisons une première fois un brouillard avec une expansion de 1,28 (qui entraîne seulement les ions négatifs). Déterminons le nombre des ions par le temps de chute, comme on l'a montré déjà. Avec la même intensité de radiation produisons un brouillard au moyen d'une expansion égale à 1,35 qui entraîne à la fois les ions négatifs et les ions positifs, et calculons à nouveau le nombre d'ions. Nous le trouvons double de celui calculé dans le premier cas, ce qui montre que les nombres des ions positifs et négatifs sont égaux. Le gaz ayant une charge totale nulle, la charge totale des ions positifs doit être égale à celle des ions négatifs.

Comme nous avons autant d'ions positifs que d'ions négatifs, la charge d'un ion positif doit être égale à celle d'un ion négatif. Nous reviendrons sur cette question de la plus grande efficacité des ions négatifs quand nous discuterons la théorie de l'action des ions sur la production de la condensation. En attendant, nous pouvons montrer que cette différence entre les ions peut avoir de très importantes conséquences dans les questions d'électricité atmosphérique. Si en effet le pouvoir de condensation des ions diffère, nous pouvons avoir un nuage formé autour d'ions d'un signe déterminé et non autour des autres. Si les ions englobés dans le nuage tombent sous l'action de la pesanteur, nous pourrions avoir ainsi une séparation des ions positifs et négatifs et production d'un champ électrique; le travail nécessaire à la production du champ est alors fourni par la pesanteur (1). Une action de cette nature tendrait à rendre positive la charge de l'air, puisqu'il y aurait plus d'ions négatifs que de positifs entraînés vers le bas par les gouttes d'eau. Nous renverrons le lecteur

(1) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVI, 1898, p. 528.

pour des considérations plus étendues sur ce sujet à une étude d'Elster et Geitel ⁽¹⁾ sur la théorie ionique de l'électricité atmosphérique.

Théorie de l'action des ions sur la condensation.

92. L'action produite par l'électrisation sur l'évaporation des gouttes d'eau a été étudiée par l'auteur dans les *Applications of Dynamics to Physics and Chemistry*, page 165. On peut se rendre compte aisément de cet effet par des considérations élémentaires. Si nous avons en effet une goutte d'eau de rayon a transportant une charge e , son énergie potentielle est égale à

$$\frac{1}{2} \frac{e^2}{Ka},$$

K étant le pouvoir inducteur spécifique du diélectrique qui entoure la goutte. Lorsque la goutte s'évapore, la charge électrique reste; par suite, e ne doit pas varier tandis que a diminue. L'énergie potentielle due à l'électrisation de la goutte s'accroît donc en même temps que cette dernière s'évapore. Ainsi, pour faire évaporer la goutte lorsqu'elle est chargée, il faut dépenser plus de travail que lorsqu'elle ne l'est pas. L'électrisation diminuera donc la tendance qu'elle aurait à s'évaporer, et elle sera en équilibre alors que la tension de la vapeur d'eau autour d'elle serait insuffisante pour en empêcher l'évaporation si elle n'était pas chargée. La tension superficielle de l'eau produira l'effet inverse, comme Lord Kelvin l'a montré, car l'énergie potentielle due à la tension superficielle est égale à $4\pi a^2 T$, T étant la tension superficielle. Ainsi, à mesure que la goutte s'évapore, l'énergie due à la tension superficielle diminue; le travail nécessaire pour vaporiser une quantité donnée d'eau est donc moindre que si la tension superficielle n'existait pas, ou ce qui revient au même que si la surface était plane. Ainsi une goutte courbe s'évaporerait alors qu'une goutte plane serait en équilibre.

On a montré dans *Applications of Dynamics to Physics and Chemistry*, page 165, que si δp , variation de la tension de vapeur due à l'électrisation et à la tension superficielle, est seulement une faible fraction de p , tension de vapeur originelle,

$$(1) \quad \frac{\delta p}{p} = \frac{1}{R\theta} \frac{1}{4\pi a^2} \frac{d}{da} \left(4\pi T a^2 + \frac{e^2}{2Ka} \right) \frac{1}{\sigma - \rho},$$

(1) ELSTER et GEITEL, *Physikalische Zeitschrift*, t. I, 1900, p. 245.

ou, si T ne varie pas avec a ,

$$\frac{\delta p}{p} = \frac{1}{R\theta} \left(\frac{2T}{a} - \frac{e^2}{8\pi K a^3} \right) \frac{1}{\sigma - \rho};$$

σ étant la densité de l'eau, ρ celle de la vapeur, θ la température absolue, R la constante des gaz parfaits $p = R\theta\rho$; nous supposons dans l'étude qui suit que cette équation est vérifiée pour la vapeur d'eau. Si la variation de la pression n'est pas une faible fraction de la tension de vapeur en équilibre avec une goutte infiniment grande, l'étude à laquelle nous avons fait allusion montre que l'équation précédente doit être remplacée par la suivante,

$$R\theta \log_e \frac{P}{p} + \frac{R\theta(\rho' - \rho)}{\sigma} = \left(\frac{2T}{a} - \frac{e^2}{8\pi K a^3} \right) \frac{1}{\sigma},$$

p et ρ étant la tension de vapeur saturée et la densité pour une goutte de rayon a , P et ρ' étant les quantités correspondantes pour une goutte de rayon infini. Si $\rho' - \rho$ est petit devant σ , cette équation devient approximativement

$$(2) \quad R\theta \log_e \frac{P}{p} = \left(\frac{2T}{a} - \frac{e^2}{8\pi K a^3} \right) \frac{1}{\sigma}.$$

Nous voyons par cette équation que, si e est nul, la tension de vapeur p lors de l'équilibre, pour une goutte de dimensions finies, est toujours supérieure à P ; une telle goutte s'évaporerait donc, à moins que la vapeur autour d'elle ne soit sursaturée. Cependant, si la goutte est électrisée, les choses ne se passent pas ainsi. Nous voyons en effet d'après (2) que dans ce cas, si la vapeur est saturée, c'est-à-dire si la tension de vapeur est P , la goutte s'accroîtra jusqu'à ce que son rayon atteigne la valeur a donnée par l'équation

$$\frac{2T}{a} - \frac{e^2}{8\pi K a^3} = 0.$$

Si la goutte possède une charge égale à celle transportée par un ion gazeux, c'est-à-dire $3,4 \times 10^{-10}$ unités électrostatiques, la tension superficielle ayant la valeur 76 , qui correspond à une membrane d'eau épaisse, la valeur de a serait égale à $\frac{1}{3,2} \cdot 10^7$. Chaque ion gazeux sera ainsi entouré d'une gouttelette d'eau ayant ce rayon. Si nous désignons ce rayon par c , l'équation (2) peut s'écrire

$$(3) \quad R\theta c \log_e \frac{P}{p} = 2T x (1 - x^2),$$

où $x = \frac{c}{a}$. Cette équation nous permet de connaître le rayon d'une

goutte correspondant à une tension de vapeur quelconque. Pour la vapeur d'eau à 10° C. $Rh = 1,3 \times 10^9$. Prenant pour c la valeur trouvée plus haut, et pour T la valeur 76, l'équation (3) devient approximativement

$$(4) \quad 0,27 \log_e \frac{P}{p} = x(1 - x^3).$$

Nous voyons, d'après cette équation, que dans un espace où la vapeur est éloignée de la saturation, c'est-à-dire quand p est seulement une fraction de P , il se formera des gouttes et leur volume ne diminuera que très lentement à mesure que la quantité de vapeur d'eau dans l'air environnant diminuera. Si nous diminuons ainsi la quantité de vapeur d'eau existant dans l'air jusqu'à la valeur $\frac{1}{e}$, soit $\frac{1}{2,7}$ de la quantité nécessaire pour le saturer, l'équation (4) nous montre que le rayon des gouttes autour des ions sera seulement un peu inférieur aux $\frac{10}{11}$ du rayon des gouttes formées dans l'air saturé; de plus, pour réduire le rayon de la goutte à la moitié de celui qui correspond à la saturation, il nous faudra dessécher l'air suffisamment pour que la valeur de $\frac{P}{p}$ soit seulement égale à $\frac{1}{3,10^{16}}$. Nous avons vu qu'il y a toujours des ions dans l'air; il y aura donc toujours de petites gouttelettes s'il y a de la vapeur d'eau. Si, comme on l'a avancé, ces gouttes jouent un rôle dans certains cas de combinaisons chimiques, l'exemple numérique précédent montre combien il est difficile d'obtenir le gaz assez sec pour avoir une réduction notable du volume de ces gouttes chargées.

Sursaturation nécessaire au grossissement d'une goutte chargée.

93. Lorsque le rayon de la goutte s'accroît de c à l'infini, x diminue de 1 à 0. Or le membre de droite de l'équation (3) s'annule pour chacune de ces limites, en passant entre elles par un maximum lorsque $4x^3 = 1$ ou $x = \frac{1}{\sqrt[3]{4}}$, $x(1 - x^3)$ étant égal à 0,471; l'équation (4) nous montre que, pour que les gouttes atteignent de grandes dimensions, $\log_e \frac{P}{p}$ doit devenir égal à 1,7 environ. Pour que les gouttes grossissent $\frac{P}{p}$ doit être environ égal à 5,3. Telle est, dans la théorie que nous avons donnée, la valeur que doit atteindre la sursaturation pour que de grosses gouttes s'accroissent autour des ions. Les expériences de Wilson nous ont montré qu'il faut en réalité

arriver à une sursaturation égale à 4. Mais dans cette théorie nous avons supposé que la vapeur d'eau saturée obéissait à la loi de Boyle-Mariotte et que la tension superficielle avait la même valeur que pour des lames épaisses. Comme aucune de ces hypothèses n'est absolument exacte, la concordance entre la théorie et l'expérience est aussi complète qu'on pouvait l'espérer.

94. Wilson a montré que, même sans ionisation extérieure, une sursaturation égale à 8 produit un nuage dense dont les noyaux de condensation ne sont pas chargés. L'équation (2) nous permet de déterminer les rayons de ces noyaux supposés sphériques. Posons dans cette équation $e = 0$, $T = 76$, $R\theta = 1,3 \times 10^9$ et $\frac{p}{p} = 8$.

Nous voyons que a rayon du noyau dans ce cas est égal à $\frac{1}{1,9 \times 10^7}$. Ce noyau est ainsi légèrement plus gros que la goutte qui se rassemble autour d'un ion, puisque nous avons trouvé le rayon de cette dernière égal à $\frac{1}{3,1 \times 10^7}$.

Quant à la nature de ces noyaux qui provoquent la formation du nuage pour une sursaturation de 8, Wilson a montré que la valeur de la sursaturation nécessaire pour produire le brouillard est la même dans l'air, l'hydrogène, l'oxygène, l'acide carbonique; les noyaux ont ainsi même grandeur dans tous ces gaz. Il est donc très peu probable qu'ils soient constitués par des agrégations de molécules du gaz. Il semblerait plus probable que ce soient là des gouttelettes minuscules se formant d'une manière continue à partir de la vapeur saturée puis s'évaporant, mais dont l'existence serait assez longue cependant pour leur permettre d'être englobées lors d'une détente soudaine et d'agir comme noyaux de condensation. Ces gouttes minuscules d'eau n'auraient pas cependant toutes même grandeur, car, lorsqu'on dépasse une expansion de 1,38, la densité du brouillard croît très rapidement avec l'expansion, ce qui montre qu'un plus grand nombre de noyaux deviennent actifs lorsque l'expansion s'accroît. Cette manière de se comporter indique dans le nuage la présence de gouttelettes de différentes grandeurs, les plus petites étant plus nombreuses que les grandes, et de plus qu'il y a une limite bien définie pour les dimensions de la goutte, le nombre des gouttes de dimensions inférieures à cette limite étant trop faible pour provoquer la formation d'un nuage appréciable. Cet ensemble de gouttes de différentes grosseurs était bien ce que nous pouvions nous attendre à rencontrer lorsque nous considérions les

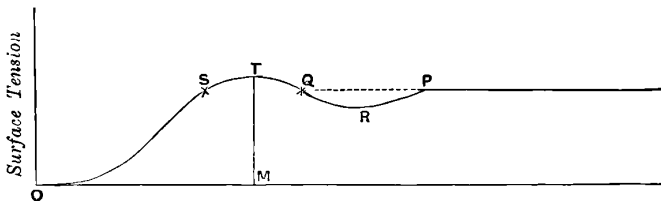
petites gouttes comme provenant de la réunion des molécules d'eau et les grosses de la réunion des plus petites.

95. Le fait d'avoir des gouttes de différentes grandeurs indique qu'elles ne sont pas en équilibre au point de vue de l'évaporation et de la condensation et que leur existence est probablement très éphémère. On peut montrer toutefois que si l'on considère la relation reliant la tension superficielle à l'épaisseur des lames d'eau, relation à laquelle ont été conduits Reinold et Rucker par leurs expériences sur les lames très minces, des gouttes d'eau pure de rayon défini peuvent être en équilibre avec de la vapeur saturée, même si elles ne sont pas chargées.

Effet produit sur la condensation par les variations de la tension superficielle en fonction du rayon.

96. Si une pellicule liquide s'amincit, sa tension superficielle ne reste pas constante, mais est fonction de son épaisseur. Pour des pellicules très minces, la théorie (voir Lord RAYLEIGH, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXXIII) indique que la tension superficielle est proportionnelle au carré de l'épaisseur, tandis que les expériences de Reinold et Rucker montrent qu'elle passe par un maximum pour une épaisseur correspondant à la tache noire des bulles de savon. Des expériences plus récentes de Johannot rendaient probable l'opinion que, si l'on considère la tension superficielle comme une fonction de l'épaisseur, il y a plus d'un maximum. Prenant, pour simplifier, le cas où il y en a un seul, la relation entre la tension super-

Fig. 42.



ficielle et l'épaisseur est représentée par une courbe analogue à celle de la figure 42.

Les ordonnées représentent la tension superficielle, les abscisses les épaisseurs.

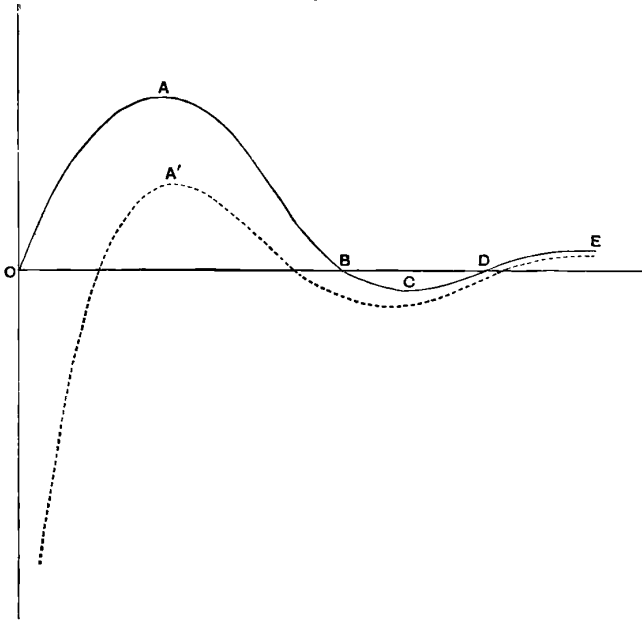
Si la tension superficielle varie avec le rayon de la goutte, l'équa-

tion (1) devient

$$(5) \quad \sigma R \theta \log_e \frac{p}{p} - \frac{2T}{r} + \frac{dT}{dr} - \frac{e^2}{8\pi K r^4}.$$

La figure 43 nous montre que r représentant l'épaisseur de la pellicule, lorsque $r = 0$, $\frac{2T}{r} + \frac{dT}{dr}$ s'évanouit, et que cette quantité passe par un maximum puis diminue lorsque r croît; nous allons examiner le cas où elle croît, diminue ou s'annule et change de signe. Par suite, $\frac{2T}{r} + \frac{dT}{dr}$ est représenté par une courbe du type (fig. 43).

ig. 43.



Considérons d'abord le cas où la goutte n'est pas chargée; l'équation (5) montre que son rayon, lorsque la tension de vapeur est égale à p , s'obtient en traçant une ligne horizontale à une distance $\sigma R \theta \log_e \frac{p}{p}$ au-dessus de l'axe horizontal et en déterminant son intersection avec la courbe.

Nous voyons maintenant, si nous tenons compte de la variation de la tension superficielle, que la plus faible sursaturation produira une condensation, mais que les gouttes seront excessivement petites ⁽¹⁾ et s'évaporeront dès que la sursaturation cessera. Sup-

⁽¹⁾ Naturellement il n'y a pas formation de gouttes si le rayon donné par la théorie est inférieur à celui d'une molécule d'eau.

posons pourtant que nous produisions une sursaturation suffisante pour amener la goutte à un état représenté par A (*fig. 43*). Une fois qu'elle a dépassé ce point, la tension de vapeur qui correspond à l'équilibre diminue lorsque sa grosseur augmente; il y a donc condensation de la vapeur d'eau sur elle et elle augmente de grosseur; mais plus elle grossit, plus la tension de vapeur qui lui fait équilibre est faible et plus elle augmente de volume. En fait, la région comprise entre A et D est instable et si la goutte dépasse A elle grossit assez pour devenir visible. Telle est, je pense, l'explication qu'on peut donner de la formation du brouillard constaté par Wilson en l'absence d'ions pour une sursaturation de 8, cette sursaturation étant nécessaire pour faire franchir à la goutte le point A.

Considérons maintenant le processus inverse, évaporation de la goutte déjà formée. Pour fixer les idées, supposons qu'à l'origine elle se trouve dans une atmosphère saturée de vapeur d'eau et qu'on élève graduellement la température jusqu'à ce que cette atmosphère ne soit plus saturée. La goutte s'évapore jusqu'à ce qu'elle arrive au point E. A ce moment, l'évaporation devient difficile, parce que à mesure que ses dimensions diminuent la tension de vapeur qui lui fait équilibre devient également plus faible, et pour que la goutte dépasse le point C il faut un accroissement défini de température (c'est-à-dire qu'il faut élever la température jusqu'à ce que la valeur de la tension de vapeur de l'eau dans l'air soit seulement une fraction déterminée de la tension maxima à cette température); comme dans le processus inverse il était nécessaire de produire un abaissement défini de température pour faire franchir à la goutte le point A. Si l'accroissement de la température n'est pas suffisant pour faire franchir à la goutte le point C, elle ne s'évapore pas entièrement, mais reste en équilibre lorsque son rayon est compris entre OC et OD. Ces gouttes résiduelles ont ainsi des grandeurs comprises entre des limites relativement étroites. Si la température de la goutte est la même que celle de l'air, elles ont toutes un rayon égal à OD. Ces gouttes d'eau petites et invisibles facilitent beaucoup la formation des brouillards au voisinage de la saturation, puisque pour devenir visibles il leur faut seulement une sursaturation correspondant à E, alors qu'en leur absence, la sursaturation nécessaire à la production du brouillard serait celle qui correspond à A. Ceci explique le fait bien connu que, lorsqu'on a produit une première fois du brouillard, une sursaturation très faible suffit pour qu'on puisse en produire un autre quelques instants après.

Nous avons seulement considéré des gouttes non chargées. Si nous avons des gouttes chargées, nous devons écrire

$$\frac{2T}{r} + \frac{dT}{dr} - \frac{e^2}{8\pi Kr^2},$$

au lieu de

$$\frac{2T}{r} + \frac{dT}{dr};$$

la courbe en traits ponctués représente la variation de cette quantité, la sursaturation nécessaire pour produire des gouttes visibles correspond à A' et est plus faible que dans le cas des gouttes non chargées.

Les principes de la théorie précédente doivent s'appliquer aux phénomènes relatifs à la sursaturation des solutions salines. Nous voyons qu'il y a une valeur finie et bien déterminée pour laquelle le sel ne cristallise pas et que cette valeur est diminuée par la présence d'ions.

*Différence entre les actions des ions positifs et négatifs
sur la condensation.*

97. La production d'électricité par le rejaillissement des gouttes et le barbotage dans l'eau suggère l'idée qu'il existe à la surface des gouttes d'eau une double couche d'électrisations de signes contraires; l'une d'elles se trouverait à la surface de la goutte, l'autre dans le gaz environnant, leur distance étant très faible. Si cette double couche existe, il doit y avoir une différence dans les pouvoirs de condensation des ions positifs et négatifs. Il suffirait peut-être, pour le voir facilement, de remarquer que dans l'équation (2) $\sigma R \theta \log \frac{p}{p}$ représente l'excès de pression à la surface de l'eau sur la pression atmosphérique; $\frac{2T}{r}$ est en effet la pression due à la tension superficielle, tandis que $\frac{KR^2}{8\pi}$ ou $\frac{e^2}{8\pi Kr^2}$ est la tension due au champ électrique.

Si une double couche existe à la surface de la goutte, l'expression de la tension doit être modifiée; si V est la différence de potentiel entre ces couches due à leurs charges et d leur distance, alors même que la goutte serait électriquement neutre, il existe une tension égale à

$$\frac{K}{8\pi} \frac{V^2}{d^2},$$

à la surface de l'eau, donc

$$(6) \quad \sigma R \theta \log \frac{p}{p} = \frac{2T}{r} - \frac{1}{8\pi} \frac{KV^2}{d^2}.$$

Supposons maintenant que la goutte d'eau ait une charge e ; la force électrique à sa surface est

$$\frac{V}{d} + \frac{e}{Kr^2},$$

et la tension à la surface sera

$$\frac{K}{8\pi} \left(\frac{V}{d} + \frac{e}{Kr^2} \right)^2;$$

ainsi

$$\begin{aligned} \sigma R \theta \log \frac{P}{p} &= \frac{2T}{r} - \frac{K}{8\pi} \left(\frac{V}{d} + \frac{e}{Kr^2} \right)^2 \\ &= \frac{2T}{r} - \frac{1}{8\pi} \frac{e^2}{Kr^4} - \frac{V}{4\pi d} \frac{e}{r^2} - \frac{K}{8\pi} \frac{V^2}{d^2}. \end{aligned}$$

Comparant cette expression à (6), nous voyons que l'effet de la charge est de diminuer le terme de droite de

$$\frac{1}{8\pi} \frac{e^2}{Kr^4} + \frac{Ve}{4\pi dr^2}.$$

Si $\frac{Ve}{4\pi dr^2}$ est positif, l'effet de la double couche sera de provoquer la condensation, si ce terme est négatif de la retarder.

La double couche aurait donc pour effet de rendre plus efficace comme noyau de condensation l'ion qui produirait à la surface de la goutte un champ électrique de même sens que celui qu'elle crée elle-même. Par suite, si la double couche dans le cas de l'eau a son feuillet négatif à l'intérieur, un ion négatif sera plus actif comme noyau de condensation qu'un ion positif. Lorsqu'une surface d'eau nouvellement formée vient en contact avec l'air, nous avons vu que celui-ci s'électrisait négativement. Nous pouvons considérer ce fait comme indiquant qu'une quantité égale d'électricité positive passe à la surface de l'eau pour former la couche externe de la double couche; cette dernière a donc son feuillet négatif au contact de l'eau et son feuillet positif au contact de l'air.

Nous savons que, dans quelques liquides, l'électrisation produite par barbotage d'air est positive au lieu d'être négative; dans ces liquides le feuillet externe est négatif et l'ion positif doit condenser plus facilement que l'ion négatif. Prziham (*Wien. Bericht*, fév. 1906) a montré récemment que les nuages formés dans les vapeurs d'alcool se condensent plus facilement sur les ions positifs que sur les ions négatifs.

CHAPITRE VIII.

IONISATION PAR LES SOLIDES INCANDESCENTS.

98. Nous allons passer maintenant à l'étude de quelques cas spéciaux d'ionisation, en commençant par ceux présentés par les métaux incandescents. On sait, depuis près de deux siècles, que l'air est conducteur au voisinage des métaux à la température du rouge. Les premières observations semblent avoir été faites par Du Fay⁽¹⁾ en 1725, par Du Tour⁽²⁾ en 1745, par Watson⁽³⁾ en 1746, par Priestley⁽⁴⁾ en 1767 et par Cavallo⁽⁵⁾ en 1785. Becquerel⁽⁶⁾, en 1853, montra que l'air, à la température du blanc, se laisse traverser par l'électricité même sous des différences de potentiel de quelques volts. Blondlot⁽⁷⁾ confirma et étendit ce résultat. Il montra que l'air à la température du rouge brillant est incapable d'isoler sous une différence de potentiel aussi faible que $\frac{1}{10000}$ de volt. Il trouva également que la conductibilité au travers des gaz chauds ne suit pas la loi d'Ohm. Des recherches récentes ont projeté une si vive clarté sur les causes qui entrent en jeu dans les cas d'ionisation des gaz au contact des solides incandescents, qu'il n'est pas nécessaire d'entrer dans des détails plus étendus sur ces recherches anciennes. Guthrie⁽⁸⁾ semble avoir été le premier à attirer l'attention sur l'un des traits les plus caractéristiques de l'ionisation par les métaux incandescents, à savoir la dissymétrie des effets produits par l'électrisation positive et l'électrisation négative. Il montra que, dans l'air, une boule de fer pouvait à la température du rouge retenir une charge négative, et non une charge positive, alors qu'au blanc elle n'en pouvait retenir aucune de quelque signe qu'elle fût.

(1) DU FAY, *Mém. de l'Acad.*, 1733.

(2) DU TOUR, *Mém. de Mathématique et de Physique*, t. XI, 1755, p. 246.

(3) WATSON, *Phil. Trans. abridged*, vol. X, p. 296.

(4) PRIESTLEY, *History of Electricity*, p. 579.

(5) CAVALLO, *Treatise on Electricity*, vol. 1, p. 324.

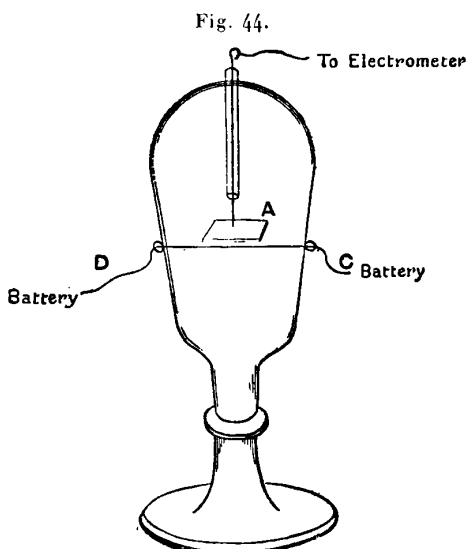
(6) BECQUEREL, *Annales de Chimie et de Physique*, 3^e série, t. XXXIX, 1853, p. 355.

(7) BLONDLOT, *Comptes rendus*, t. XCII, 1881, p. 870; t. CIV, 1887, p. 283.

(8) GUTHRIE, *Phil. Mag.*, 4^e série, t. XLVI, 1873, p. 257.

99. Elster et Geitel étudièrent systématiquement avec beaucoup de détails l'ionisation produite par les métaux incandescents. Ils utilisèrent dans ce but l'appareil de la figure 44.

Il comprend un vase de verre dans lequel est disposée une plaque métallique isolée A, reliée à une des paires de quadrants d'un électro-



mètre. En dessous se trouve un fil métallique fin qu'on peut porter à l'incandescence par un courant électrique traversant les conducteurs C et D. Pour éviter les perturbations que pourrait produire le courant dans le potentiel électrique du fil le milieu de ce dernier est à la terre.

Considérons d'abord le cas où le gaz renfermé dans le vase est de l'air ou de l'oxygène à la pression atmosphérique ; aussitôt que l'incandescence du fil commence à être visible, la plaque métallique reçoit une charge positive. Cette charge s'accroît jusqu'à ce que le potentiel de la plaque ait atteint une valeur qui varie beaucoup avec les dimensions de l'appareil employé. Dans les expériences d'Elster et Geitel ⁽¹⁾ il était de l'ordre de quelques volts.

Le potentiel s'accroît à mesure que la température du fil s'élève jusqu'à ce que ce dernier ait atteint la température du jaune ; la

(¹) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XVI, 1882, p. 193 ; t. XIX, 1883, p. 588 ; t. XXII, 1884, p. 123 ; t. XXVI, 1885, p. 1 ; t. XXXI, 1887, p. 109 ; t. XXXVII, 1889, p. 315 ; *Wien. Bericht*, t. XCVII, 1889, p. 1175.

plaque est alors à son maximum de potentiel. A partir de ce moment, son potentiel diminue à mesure que le fil continue à s'échauffer, et à la température du blanc brillant la charge reçue par elle est très faible.

La pression du gaz a une très grande influence sur la charge prise par la plaque. Si nous partons de la pression atmosphérique et faisons graduellement le vide, nous trouvons tout d'abord que le changement de pression n'affecte que peu le potentiel de la plaque A; mais à mesure que nous atteignons les vides très élevés, de l'ordre de ceux qu'on obtient dans les tubes de Crookes, le potentiel de la plaque commence à diminuer jusqu'à ce que pour des pressions très basses il change de signe et à mesure que le vide s'accroît atteinne une très grande valeur négative. La pression à laquelle l'électrisation de la plaque change de signe dépend de la température du fil. Plus élevée est cette température, plus haute est la pression pour laquelle le changement de signe se produit. Une incandescence du fil longtemps maintenue favorise également l'électrisation négative de la plaque. L'état physique du fil de platine est modifié par une incandescence longtemps prolongée et il devient cassant. L'expérience suivante, due à Elster et Geitel (¹), semble indiquer que les gaz occlus dans le fil de platine et qui en sont graduellement, mais seulement très graduellement expulsés par une température longtemps soutenue, jouent un rôle considérable dans les phénomènes électriques liés à l'incandescence des métaux. Ils trouvèrent que si le fil de platine est maintenu brillant dans un très bon vide, assez élevé pour que la plaque reçoive une charge négative, l'introduction d'une très petite quantité de gaz frais renversait le signe de la charge de la plaque; il fallait réduire la pression beaucoup au-dessous de sa valeur primitive pour obtenir à nouveau une charge négative.

100. La poussière et la vapeur émises par le platine incandescent et qui provoquent un dépôt sur les parois du vase compliquent également les phénomènes. On peut montrer très aisément la production de cette poussière en étudiant les brouillards formés par la méthode décrite Chapitre VII.

Si l'on soude un fil de platine dans l'appareil à détente et si on débarrasse l'air de ses poussières par la méthode habituelle, de telle sorte qu'une expansion inférieure à 1,25 ne provoque la formation d'aucun nuage, on verra cependant se former des brouillards denses pour des expansions relativement faibles, dès qu'on aura fait passer

(¹) ELSTER et GEITEL, *Wien. Bericht*, t. XCVII, 1889, p. 1175.

dans le fil un courant assez intense pour le porter à l'incandescence (1). Il n'est même pas nécessaire d'échauffer le fil au point de le rendre lumineux. Un accroissement de température de 200° à 300° C. est suffisant pour la production de brouillards.

Le signe de l'électrisation que produisent les substances incandescentes est influencé par leur nature et par celle du gaz qui les environne. Ainsi, dans l'hydrogène, Elster et Geitel (2) montrèrent que la plaque disposée au-dessus du fil incandescent se charge négativement, même quand l'hydrogène est à la pression atmosphérique. La charge croît constamment avec la température. Pour obtenir une électrisation négative il faut cependant porter le fil au jaune brillant; à de plus basses températures, la charge prise par la plaque est positive. D'autre part un fil de cuivre poli donne dans l'hydrogène une électrisation positive, si toutefois la pression n'est pas très basse.

Elster et Geitel montrèrent que, dans la vapeur d'eau et les vapeurs de soufre et de phosphore, la charge prise par la plaque était la même que dans l'air; ils ne purent mettre en évidence aucune charge dans la vapeur de mercure.

101. L'influence exercée par la nature de la substance incandescente est montrée par le fait qu'avec des filaments de carbone incandescents l'électrisation de la plaque est toujours négative. Quelques expériences de Branly le montrent également d'une façon nette. La méthode employée par Branly (3) était la suivante :

Il suspendait un corps isolé chargé dans le voisinage d'un corps incandescent. Il trouva que, lorsque ce dernier était un fragment de platine au rouge sombre, le conducteur isolé se déchargeait s'il était chargé négativement, alors qu'il conservait sa charge si elle était positive. Quand le platine était porté au blanc, le conducteur était déchargé, quel que fût le signe de sa charge.

Si le corps incandescent était un oxyde et non un métal pur, en tous cas, un des oxydes des métaux étudiés par Branly, c'est-à-dire plomb, aluminium, bismuth, il déchargeait un conducteur électrisé positivement, non un conducteur ayant une charge négative; effet directement inverse de celui produit par un métal pur à la température du rouge sombre.

(1) R. von HELMHOLTZ, *Wied. Ann.*, t. XXXII, 1887; LODGE, *Nature*, t. XXXI, 1884, p. 267.

(2) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1892, p. 1531.

(3) BRANLY, *Comptes rendus*, t. CXIV, 1892, p. 1531.

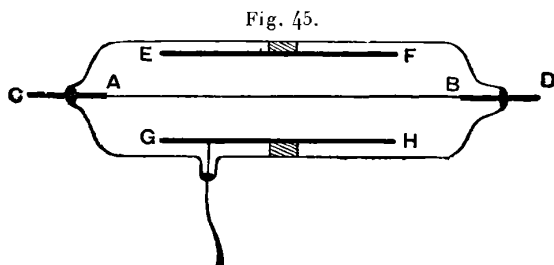
102. Mac Clelland aspira les gaz au voisinage d'un fil incandescent et en étudia les propriétés. Il trouva que, dès que le fil commençait à devenir lumineux, les gaz déchargeaient un corps électrisé négativement, non un corps électrisé positivement. Si la température du corps électrisé s'accroissait jusqu'à 400° environ, les gaz commençaient à le décharger s'il était positif, quoique moins facilement que s'il était négatif. Quand le fil atteignait la température du jaune brillant, les gaz déchargeaient le corps électrisé qu'il fût positif ou négatif avec une égale facilité. Mac Clelland (1) rechercha les lois auxquelles obéissait la conductibilité électrique dans les gaz restés en contact avec le fil incandescent. Il trouva qu'elles présentaient tous les caractères de la conduction à travers un gaz renfermant des ions. C'est ainsi que la relation entre le courant et la force électromotrice est représentée par une courbe analogue à celle de la figure 5, le courant atteignant bientôt la saturation. Mac Clelland détermina ainsi la mobilité des ions produits par le métal incandescent. Il trouva que cette mobilité était faible vis-à-vis de celle des ions produits par les rayons de Röntgen et que plus chaud était le fil, plus faible était la mobilité des ions.

103. L'exposition que nous avons donnée des effets qu'on observe au voisinage d'un fil incandescent nous montre que l'électrisation ainsi produite est un phénomène très compliqué et dépend de la température du fil de la pression du gaz environnant, de la nature de ce gaz, de la nature du fil incandescent.

Nous simplifierons la recherche de la cause de cette électrisation en étudiant un cas où le nombre de ces facteurs sera réduit autant qu'il est possible. Nous éliminerons le deuxième et le troisième facteur en opérant dans un vide aussi élevé que possible. Dans ce cas, les phénomènes seront simplifiés et présenteront des particularités très remarquables. Pour cette recherche, nous pouvons employer un appareil analogue à celui qui est indiqué (fig. 45). Il est constitué par un fil droit fin AB qu'on peut élever à la température donnée par un courant électrique amené par les conducteurs AC, BD. Autour de ce fil et isolé de lui est disposé un cylindre métallique figuré en section par EF GH. Il est plus long que le fil et a même axe que lui. Cet ensemble est scellé dans un vase de verre et relié à une trompe; on réduit la pression autant qu'il est possible, par exemple à 0^{mm},001 de mercure. Il est bon de maintenir très longtemps le fil à la température

(1) MAC CLELLAND, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. X, 1900, p. 241.

du rouge (j'ai trouvé que une semaine n'était pas exagéré), pour permettre aux gaz absorbés par le fil de se dégager; tant qu'ils ne sont pas expulsés en effet, le fil se comporte très irrégulièrement. On fait de temps en temps le vide dans le récipient pendant que le fil est maintenu chaud pour extraire les gaz qui s'en dégagent. Il est également nécessaire de continuer à faire le vide dans le vase même après qu'ils ont été expulsés du fil, car il semble que la chaleur provenant de ce dernier en fasse dégager également des parois du



vase de verre et de celles du cylindre métallique. Connectons le fil chaud à un des pôles d'une batterie, le cylindre à l'autre, et disposons un galvanomètre sensible dans le circuit.

Si le fil est au rouge et se trouve relié au pôle négatif de la batterie, un courant appréciable traverse le galvanomètre. Si les pôles sont inversés, le fil chaud étant relié au pôle positif, le courant qui passe est trop faible pour pouvoir être décelé par le galvanomètre. Il y aura ainsi un courant à travers le gaz dans le récipient où l'on a fait le vide quand de l'électricité négative ira du fil chaud au cylindre froid, mais il n'y aura pas de courant sensible dans le cas contraire.

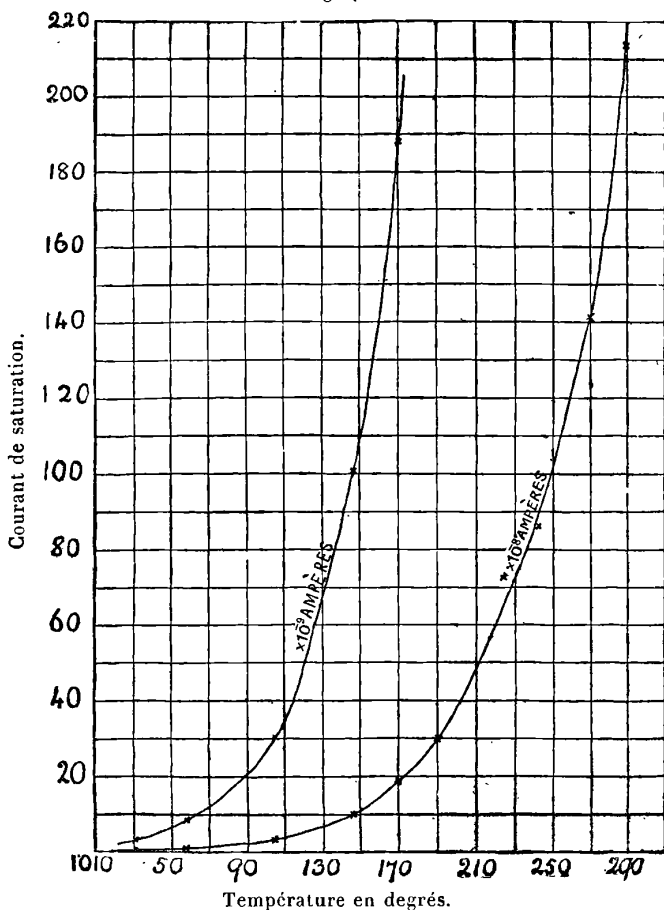
Le système ne peut ainsi transmettre un courant que dans un seul sens. Ce courant n'obéit pas à la loi d'Ohm. Tout d'abord il croît avec la force électromotrice, mais il atteint bientôt une valeur de saturation au delà de laquelle il ne croît plus quand la force électromotrice augmente, pourvu, bien entendu, que cet accroissement ne soit pas suffisant pour permettre au champ électrique lui-même de provoquer l'ionisation.

104. La valeur du courant de saturation croît très rapidement avec la température. La courbe donnée (fig. 46) le montre nettement. Elle représente les résultats des expériences faites par O.-W. Richardson⁽¹⁾ au Cavendish Laboratory sur le courant de saturation

(¹) O.-W. RICHARDSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1902, p. 286; *Phil. Trans.*, t. CCI, 1903, p. 516.

entre un fil de platine chaud et un cylindre métallique l'entourant dans un vide élevé. On déterminait les températures en mesurant

Fig. 46.



la résistance électrique du fil. Richardson trouva que la relation entre le courant de saturation I et la température absolue θ était exprimée par une équation de la forme

$$I = a\theta^2 \varepsilon^{-\frac{b}{\theta}}$$

Pour la courbe (fig. 46)

$$a = 1,51 \times 10^{26}, \quad b = 4,93 \times 10^4.$$

Dans le cas de ce fil, le courant atteignait environ 4×10^{-4} ampère à la température de 1500° , ce qui correspond à une émission d'électricité négative par le fil chaud d'environ 1 milliampère par centi-

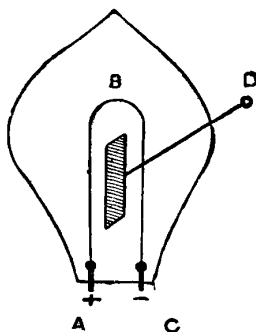
mètre carré de surface. Si la même formule est encore applicable au point de fusion du platine que nous prendrons égal à 2000° , la valeur de l'émission négative serait d'environ $\frac{1}{10}$ d'ampère par centimètre carré.

La valeur de l'émission négative dans le cas d'un fil de carbone incandescent dépasse de beaucoup dans quelques cas celle d'un fil de platine; ceci étant sans doute dû surtout au fait qu'on peut élever le charbon à une température beaucoup plus haute que le platine. Richardson a obtenu avec des filaments de charbon dans un très bon vide des courants de l'ordre de 1 ampère par centimètre carré.

105. Cette émission d'électricité négative par un fil de carbone incandescent dans un vide élevé est la cause de l'effet observé dans les lampes électriques à incandescence et connu sous le nom d'*Effet Edison*, effet étudié par Preece (1) et avec grand détail par Fleming (2).

L'*effet Edison* est le suivant. Supposons que ABCD représente le filament de charbon d'une lampe à incandescence et qu'une plaque

Fig. 47.



métallique isolée soit placée entre les deux branches du filament. Si l'on relie l'extrémité positive A de ce dernier à un fil D aboutissant à la plaque métallique, on observe, en insérant entre eux un galvanomètre, un courant notable s'élevant dans quelques expériences de Fleming à 3 ou 4 milliampères et allant de A vers D à travers le galvanomètre. Si au contraire la plaque métallique est reliée au pôle négatif de la lampe, un galvanomètre étant introduit dans le circuit, le courant qui traverse celui-ci est extrêmement faible par rapport à celui qu'on observait dans le cas précédent. Nous voyons que ce sont là les

(1) PREECE, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXVIII, 1885, p. 219.

(2) FLEMING, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, 1890, p. 118; *Phil. Mag.*, t. XLII, 1896, p. 52.

faits qui se produiraient s'il y avait une forte décharge d'électricité négative sur la branche négative du filament de charbon et une décharge ou nulle ou beaucoup plus faible sur la branche positive. Ceci tendrait à rendre très faible la différence entre le potentiel de la plaque métallique et celui de la branche négative de la boucle de charbon, tandis que la différence de potentiel entre la branche positive et la plaque serait très voisine de celle qui existe entre les électrodes de la lampe. Par conséquent, le courant dans un circuit reliant le pôle positif à la plaque métallique serait beaucoup plus grand qu'à travers un circuit reliant l'électrode négative à la plaque.

Fleming montra que, lorsque la branche négative de la boucle formée par le filament de charbon était entourée d'un cylindre soit métallique, soit isolant, l'*effet Edison* disparaissait presque entièrement. Il montra également, comme Elster et Geitel l'avaient déjà fait par une méthode quelque peu différente, qu'un courant électrique peut passer d'un filament de charbon à une électrode froide si la direction du courant est telle que l'électricité négative passe du filament chaud à la plaque froide, alors que cela est impossible dans la direction opposée. Elster et Geitel montrèrent également que lorsqu'on dispose une plaque au voisinage d'un filament incandescent elle reçoit, même dans un vide très élevé, une charge négative. Le filament chaud se comporte donc comme le fil de platine, il émet de l'électricité négative. Le fait que l'émission d'un filament de carbone (émission dont nous avons vu la valeur) est plus grande que celle d'un fil de platine est mis en évidence par cette constatation que l'effet Edison est extrêmement faible avec le platine, relativement à ce qu'il est avec le carbone. Fleming a cependant montré qu'on pouvait le constater avec un fil de platine, mais qu'il était toutefois excessivement faible et seulement appréciable quand le platine était presque porté à son point de fusion.

106. On ne peut douter que les métaux incandescents et le carbone n'émettent avec une grande intensité de l'électricité négative. La question se pose alors de savoir quels sont les transporteurs de ces charges. La réponse à cette question semble claire à première vue, car le filament de carbone aussi bien que celui de platine se volatilise à ces températures et émet des poussières, si ce n'est des vapeurs. Ceci est montré par le dépôt de charbon qu'on observe journellement sur le verre des lampes à incandescence et par celui de platine ou d'oxyde de platine qu'on observe également sur les

parois d'un vase où l'on a fait le vide et dans lequel on a porté longtemps à l'incandescence un fil de ce métal. Il semble naturel par suite d'attribuer aux molécules ou aux atomes de carbone ou de vapeur de platine le transport de l'électricité négative. Nous pouvons toutefois être conduits à suspecter l'exactitude de cette manière de voir en observant les quantités énormes d'électricité négative qui peuvent provenir d'un petit fragment de fil très fin, quantités incompatibles avec cette loi de l'électrolyse qui veut que pour transporter une quantité E d'électricité il faut une quantité de matière Ee , e étant l'équivalent électro-chimique de la substance.

Nous pouvons d'ailleurs déterminer par la méthode du paragraphe 69 le rapport de la charge e à la masse m des transporteurs de l'électricité négative dans le cas d'un fil incandescent. Les résultats de cette détermination donnés paragraphe 51 sont concluants, car ils montrent que la valeur de $\frac{e}{m}$ est la même pour eux que pour ceux qui transportent l'électricité négative dans les rayons cathodiques et dans l'émission d'électricité négative par les métaux placés dans un vide élevé et illuminés par la lumière ultraviolette. Ainsi, l'électricité négative qui provient du fil chaud est transportée par les mêmes véhicules que dans les rayons cathodiques, c'est-à-dire par des corpuscules, petits corps électrisés négativement, de masse constante, qui dans tous les cas considérés jusqu'ici agissent comme véhicules de l'électricité négative dans les vides élevés. Nous sommes ainsi conduits à cette conclusion qu'il y a projection de corpuscules aussi bien par un métal incandescent que par un fragment de carbone lumineux. De plus, la valeur de cette émission, quoique nous n'en ayons aucune mesure exacte dans le cas du carbone doit, si on la compare à celle bien plus faible obtenue pour le platine, correspondre, pour un filament de carbone porté à son plus haut degré d'incandescence, à un courant égal à plusieurs ampères par centimètre carré. Ce fait peut recevoir une application importante dans l'interprétation de certains phénomènes cosmiques. La photosphère du Soleil renfermant en effet, suivant l'opinion générale, de grandes quantités de carbone incandescent, ce carbone émettra des corpuscules, à moins toutefois que le Soleil, après en avoir perdu à une époque antérieure, n'ait acquis une charge positive suffisante pour les retenir. Cependant, même dans ce cas, si la température venait à s'élever au-dessus de sa valeur moyenne, le Soleil projetterait des corpuscules dans l'espace environnant. Nous pouvons donc considérer le Soleil, et

probablement un astre lumineux quelconque, comme une source de particules négatives qu'ils projettent à travers les systèmes solaires et stellaires.

Or, quand des corpuscules animés d'une grande vitesse traversent un gaz, ils le rendent lumineux. Ainsi donc, quand des corpuscules provenant du Soleil rencontreront les régions supérieures de l'atmosphère, ils provoqueront des effets lumineux. Arrhénius (1) a montré que nous pouvons expliquer ainsi d'une manière satisfaisante beaucoup de variations périodiques des aurores boréales, en supposant qu'elles ont pour origine les corpuscules émis par le Soleil et traversant les régions supérieures de l'atmosphère terrestre.

L'émission de corpuscules par les métaux incandescents et par le carbone s'explique entièrement dans l'hypothèse (que beaucoup d'autres phénomènes confirmeront) que les corpuscules sont disséminés dans le carbone et les métaux, non seulement quand ils sont incandescents, mais à toute autre température. Ces corpuscules sont assez petits pour pouvoir se mouvoir librement à travers le métal, et l'on peut supposer qu'ils se comportent comme un gaz parfait renfermé dans un volume égal à celui du métal. Les corpuscules sont attirés par celui-ci. Pour pouvoir s'échapper dans l'espace environnant, il leur faut donc une énergie cinétique suffisante pour franchir la couche superficielle où l'attraction est appréciable. Si l'énergie cinétique moyenne d'un corpuscule est comme celle d'une molécule gazeuse proportionnelle à la température absolue, lorsque la température s'accroîtra, des corpuscules de plus en plus nombreux deviendront capables de s'échapper du métal pour passer dans l'air.

Vitesse avec laquelle les corpuscules s'échappent du métal.

107. Nous pouvons, sans trop de difficultés, trouver une expression de cette quantité en supposant que les corpuscules se comportent dans le métal comme un gaz parfait.

Supposons que AB, CD représentent deux plans parallèles à la surface du métal, comprenant entre eux la région dans laquelle ce dernier exerce une force appréciable sur les corpuscules. Prenons l'axe des x perpendiculaire à ces plans, sa direction positive allant de l'air au métal. Si p est la pression due aux corpuscules, n leur nombre par unité de volume, X la force qui agit sur l'un d'eux, nous

(1) ARRHÉNIUS, *Physikalische Zeitschrift*, t. II, 1901, p. 81, 97.

avons, quand il y a équilibre,

$$(1) \quad \frac{dp}{dx} = Xn.$$

Mais, si les corpuscules se comportent comme un gaz parfait, $p = \beta\theta n$, θ étant la température absolue et β une constante qui est la même pour tous les gaz. Substituant cette valeur de p dans l'équation (1), nous avons

$$(2) \quad \beta\theta \frac{dn}{dx} = Xn.$$

Intégrant de CD à AB, il vient

$$\log \frac{n'}{N} = -\frac{w}{\beta\theta}$$

ou

$$(3) \quad n' = N e^{-\frac{w}{\beta\theta}},$$

n' et E étant respectivement les nombres de corpuscules dans l'air et dans le métal par unité de volume et

$$w = \int X dx;$$

w est donc le travail qu'il faut dépenser pour extraire un corpuscule du métal.

L'équation (3) nous donne le nombre de corpuscules dans l'air quand l'état permanent est obtenu. Pour trouver le nombre de corpuscules qui s'échappent du métal par unité de temps, nous procéderons comme suit. Considérons l'état permanent comme le résultat d'un équilibre dynamique entre les corpuscules qui vont de l'air au métal et ceux qui vont du métal dans l'air. Si n' représente le nombre de corpuscules dans l'unité de volume d'air, le nombre de ceux qui en une seconde frapperont l'unité d'aire du métal sera, d'après la théorie cinétique des gaz, égal à

$$\sum_0^{\infty} u dn,$$

dn étant le nombre de corpuscules ayant des vitesses comprises entre u et $u + du$, et la sommation s'étendant à toutes les valeurs positives de u . Maintenant, si n' est le nombre total de corpuscules par unité de volume,

$$dn = n' \sqrt{\frac{hm}{\pi}} hmu^2 du$$

m étant la masse d'un corpuscule; donc

$$\sum_0^{\infty} u \, dn = n' \sqrt{\frac{hm}{\pi}} \int_0^{\infty} \varepsilon^{-hmu^2} u \, du = \frac{1}{2} \frac{n'}{\sqrt{\pi hm}} = \frac{n'c}{\sqrt{6}\pi},$$

c étant la racine carrée de la moyenne des carrés des vitesses et égal à $\alpha \left(\frac{\theta}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$, α étant une constante qui est la même pour tous les gaz. Substituant la valeur de n' tirée de l'équation (3), nous trouvons que le nombre de corpuscules provenant de l'air et qui rencontrent l'unité de surface du métal dans l'unité de temps est égal à

$$\frac{\alpha}{\sqrt{6}\pi} \left(\frac{\theta}{m}\right)^{\frac{1}{2}} N \varepsilon^{-\frac{w}{\beta\theta}}.$$

Si nous supposons que tous les corpuscules qui frappent le métal y pénètrent, cette expression représentera le nombre de corpuscules pénétrant dans le métal et par suite, quand l'équilibre est établi, le nombre de corpuscules qui s'en échappent. Ce nombre peut se mettre sous la forme

$$\alpha \theta^{\frac{1}{2}} \varepsilon^{-\frac{b}{\theta}}.$$

Ce nombre, multiplié par e , représentera la quantité d'électricité négative qui s'échappe par unité d'aire du métal dans l'unité de temps et sera par suite égal au courant de saturation produit par un fil chaud à la température θ . Les mesures de Richardson, relatives au courant de saturation à diverses températures, sont bien d'accord, comme nous l'avons vu, avec une formule de cette forme.

Des valeurs de a et b déterminées par les expériences sur l'émission d'électricité par un fil chaud nous pouvons déduire les valeurs de N et de w . Richardson trouva pour le platine

$$a = 1,5 \times 10^{26} \quad \text{et} \quad b = 4,93 \times 10^4,$$

ce qui donne

$$N = 1,3 \times 10^{21} \quad \text{et} \quad w = 8 \times 10^{-12} \text{ ergs.}$$

La pression due aux corpuscules dans le métal serait comprise entre 30 et 40 atmosphères.

Richardson (1) a étudié l'émission du sodium et trouvé qu'elle est beaucoup plus grande que celle du platine à la même température et peut être décelée à des températures inférieures à 200°-300°. Wehnelt (2) a trouvé que l'émission des oxydes des métaux électro-

(1) RICHARDSON, *Phil. Trans.*, t. CCI, 1903, p. 516.

(2) WEHNELT, *Ann. der Phys.*, t. XIV, 1904, p. 425.

positifs, calcium et baryum, est beaucoup plus grande que celle du platine à la même température; une petite quantité de chaux portée par une lame de platine incandescente fournit une source très comode et très intense de corpuscules négatifs.

Wehnelt a montré que la variation de l'émission des oxydes incandescents avec la température s'exprimait par une relation de la forme donnée page 194; Owen (1) a montré que cette expression s'appliquait à l'émission d'un filament de Nernst incandescent.

Richardson (2) donne les valeurs suivantes de *b* déduites de ses propres observations et de celles de H.-A. Wilson, Wehnelt et Owen.

Substance.	<i>b</i> .	<i>a</i> .	Observateur.
Carbone.....	9,8 × 10 ⁴	10 ²⁴	Richardson
Platine traité 24 heures par l'acide azotique.	7,75 × 10 ⁴	6 × 10 ²⁵	H.-A. Wilson
Platine traité 1 heure par l'acide azotique	6,55 × 10 ⁴	6,9 × 10 ²⁶	»
Platine dans l'hydro- gène à 0,0013 ^{mm} ...	6 × 10 ⁴	10 ²⁶	»
Platine dans l'hydro- gène à 0,112 ^{mm}	4,3 × 10 ⁴	5,3 × 10 ²³	H.-A. Wilson
Platine dans l'hydro- gène à 133 ^{mm}	1,8 × 10 ⁴	10 ¹⁸	»
Platine n'ayant subi aucun traitement spécial.....	4,93 × 10 ⁴	7,5 × 10 ²⁵	Richardson
Filament de Nernst..	{ 4,41 } { 4,82 } × 10 ⁴	{ 3,5 × 10 ²⁴ } { 1,15 × 10 ²³ }	Owen
Oxyde de baryum sur du platine.....	4,49 × 10 ⁴	7,2 × 10 ²⁶	Wehnelt
Oxyde de calcium sur du platine.....	4,28 × 10 ⁴	4,5 × 10 ²⁶	»
Sodium.....	3,16 × 10 ⁴	10 ²¹	Richardson

La Table suivante permet d'apprécier avec quelle exactitude la formule

$$a \theta^2 \varepsilon^{-\frac{b}{\theta}}$$

représente la déperdition. Elle donne les déperditions observées par H.-A. Wilson avec un fil de platine traité par l'acide nitrique et celles calculées d'après l'expression

$$6,9 \times 10^7 \times \theta^2 \varepsilon^{-6,35 \times \frac{10^4}{\theta}}$$

(1) OWEN, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VIII, 1904, p. 230.

(2) RICHARDSON, *Jahrbuch für Radioaktivität*, t. I, 1904, p. 308.

Température. ° C.	Émission	
	observée par cm ² .	calculée par cm ² .
1375.....	1,57 × 10	1,49 × 10
1408,5.....	3,43 × 10	3,33 × 10
1442.....	7,46 × 10	7,18 × 10
1476.....	15,2 × 10	15,3 × 10
1510,5.....	32,3 × 10	31,8 × 10
1545.....	63,8 × 10	64,5 × 10
1580.....	128 × 10	128,5 × 10

Le facteur $\epsilon^{-6,35 \times \frac{10^4}{\theta}}$ dans cette expression représente le terme $\epsilon^{-\frac{w}{\beta^5}}$; nous pouvons en déduire que w , travail nécessaire pour détacher du platine un corpuscule, est égal à celui qu'il faut effectuer pour faire passer sa charge d'un point à un autre tel que la différence de potentiel entre eux soit de 5,6 volts environ. Une petite variation dans la valeur de ce travail, celle qui est produite par exemple par la double couche électrisée à la surface du fil, donne lieu à des variations énormes dans la quantité d'électricité négative qui provient de celui-ci. Reprenant le cas déjà cité, nous voyons qu'à la température de 1000° absolus le terme exponentiel est ϵ^{-65} ; supposons qu'il y ait sur la surface une double couche d'électricité, d'un signe tel qu'elle aide aux corpuscules à s'échapper du métal, et supposons que la différence de potentiel entre les feuillets de la double couche soit 1 volt. Le travail supplémentaire nécessaire pour détacher un corpuscule est celui qui correspond à 4,6 au lieu de 5,6 volts, ce qui transforme le facteur exponentiel en $\epsilon^{-65 \times \frac{5,6}{6,5}}$ ou ϵ^{-53} au lieu de ϵ^{-65} ; ainsi, l'action de la couche superficielle donne un accroissement de courant de ϵ^{12} , soit de plus de 150000 fois sa valeur.

H.-A. Wilson (1) a trouvé que l'émission négative d'un fil de platine chaud est accrue énormément par la présence de petites quantités d'hydrogène; le platine absorbant ce gaz, le fil lui-même en est une source; en le faisant bouillir dans l'acide nitrique, on en élimine l'hydrogène, et l'on peut réduire l'émission à $\frac{1}{250000}$ de la valeur qu'elle a pour un fil non traité. Il trouva aussi que l'émission d'un fil de platine chaud dans l'hydrogène à basse pression est proportionnelle à la pression, alors que dans l'air et la vapeur d'eau, et dans les mêmes conditions, elle en est indépendante, à condition, bien entendu, que le champ électrique ne soit pas assez intense pour ioniser le gaz par collisions. Il trouva aussi que, si l'on fait varier

(1) H.-A. WILSON, *Phil. Trans.*, t. CCII, 1903, p. 243.

la pression, il faut un certain temps pour que le fil donne l'émission correspondant à la nouvelle pression, ce qui montre qu'elle dépend aussi bien de l'hydrogène absorbé par le platine que de celui qui l'entoure. Il conclut de ses expériences que l'émission négative des fils chauds dépend presque entièrement de la présence de traces d'hydrogène, et que, si on les fait disparaître, l'émission, si elle ne cesse pas entièrement, est réduite dans une forte proportion. Dans un cas où une parcelle de phosphore était tombée sur le fil, la déperdition fut énormément accrue. Toutefois, il trouva dans tous les cas que la variation de l'émission avec la température était exprimée par une relation de la forme donnée page 194.

Les effets énormes produits par l'hydrogène sur la valeur de l'émission semblent dus en partie à la production à la surface du platine d'une double couche électrique qui aide aux corpuscules à s'échapper du métal. Nous trouverons, en examinant au Chapitre X les effets photo-électriques, que l'hydrogène facilite l'émission des corpuscules par le platine lorsque celui-ci est exposé à la lumière ultraviolette et que ceci peut être expliqué par la formation d'une double couche d'électricité à la surface du métal.

J'ai récemment observé un autre exemple de l'action de l'hydrogène sur l'émission de corpuscules par le sodium. Une surface brillante de sodium était produite dans un vase où l'on avait poussé le vide très loin et qui contenait un électroscope bien isolé. Ce vase était placé dans une pièce d'où toute lumière était soigneusement écartée et si sombre qu'une plaque photographique sensible n'y était pas affectée par une exposition de 48 heures. Dans ces conditions, l'électroscope perdait très lentement une charge positive, tout en en retenant une négative. Quand au contraire une trace d'hydrogène pénétrait dans l'électroscope toujours maintenu à l'obscurité, celui-ci commençait à perdre beaucoup plus rapidement sa charge si elle était positive, alors qu'il n'y avait pas de déperdition s'il était chargé négativement. L'accroissement de déperdition que l'on observait avec l'électroscope chargé durait quelques minutes, disparaissait puis pouvait être obtenu à nouveau en le plaçant dans de l'hydrogène neuf; l'expérience put être répétée plusieurs fois. Cette déperdition est arrêtée si l'électroscope est placé dans un champ magnétique, ce qui montre qu'elle est due aux corpuscules négatifs issus du métal pendant qu'il absorbe de l'hydrogène. On n'observait aucune déperdition quand on admettait dans l'électroscope de l'oxygène, ou de l'acide carbonique à la place de l'hydrogène.

La double couche à la surface du métal peut être en partie due aux mêmes causes qui produisent une différence de potentiel au contact de deux électrolytes de concentrations différentes. Si deux électrolytes sont en contact et si dans l'un l'ionisation est intense tandis que dans l'autre elle est faible, il existe entre eux une différence de potentiel proportionnelle à $R\theta \log \frac{p_1}{p_2}$, R étant la constante des gaz, θ la température absolue, p_1 et p_2 les pressions partielles des ions dans les deux solutions. Or quelques métaux, platine et sodium par exemple, absorbent de l'hydrogène, et celui-ci est ionisé dans le métal. Le métal et l'espace qui l'entoure sont donc analogues à deux électrolytes au contact dans l'un desquels on a une ionisation intense alors qu'elle est très faible dans l'autre. Il y aura ainsi une différence de potentiel et par suite une double couche d'électricité à la surface de séparation. Il peut y avoir également une action due à la différence de potentiel de contact voltaïque qui vient s'ajouter à la première. L'existence de telles couches dues aux causes que nous avons signalées, sans affecter la forme de l'expression de la déperdition en fonction de la température, influe sur la signification physique à donner aux constantes. C'est ainsi qu'il ne serait pas légitime de déduire de la valeur de a , formule page 194, le nombre de corpuscules libres par centimètre cube de métal.

L'émission de corpuscules négatifs par les substances chauffées n'est pas, à mon avis, propre à l'état solide, mais constitue une propriété de l'atome à quelque état d'agrégation physique qu'il se trouve, même à l'état gazeux. L'émission de corpuscules négatifs par les atomes est bien montrée par le cas de la vapeur de sodium. Si l'on place un fragment de sodium dans un tube dont on a extrait tous les gaz, autant qu'il est possible, un corps chargé disposé dans le tube n'éprouvera aucune perte de charge dans l'obscurité. Mais, si l'on élève la température jusqu'à 300° environ, on observera une décharge rapide du corps chargé, que la charge soit positive ou négative. La déperdition sera toutefois plus grande dans le premier cas que dans le second. On pourrait croire que la déperdition est due aux corpuscules émis par le sodium solide dans le tube, mais ceux-ci seraient chargés négativement et ne pourraient décharger un corps négatif. Elle n'est pas due davantage au sodium condensé sur le corps lui-même, puisqu'il n'y a aucune déperdition quand on le refroidit à la température ambiante et quand on expose le conducteur chargé négativement à la lumière. S'il y avait eu du sodium condensé

sur le métal chargé, il y aurait eu une perte de charge perceptible.

Si au contraire les atomes de vapeur de sodium émettent des corpuscules négatifs, ils prendront une charge positive et seront par suite attirés par un corps chargé négativement. L'expérience suivante que j'ai faite tout récemment montre que tel est bien le cas. On chauffait du sodium dans un vase où l'on avait fait un vide élevé et qui était placé dans une chambre obscure. Deux tubes de verre *b*, *c* y étaient soudés et étaient traversés par des électrodes qu'on pouvait maintenir à des potentiels différents en les reliant aux pôles d'une batterie d'accumulateurs. Ces tubes étaient maintenus à une température légèrement inférieure à celle des autres parois du vase; la vapeur de sodium se condensait donc sur eux. Si les fils n'étaient pas chargés, le dépôt de sodium était à peu près égal dans les deux tubes. Mais, si l'on maintenait entre eux une différence de potentiel de 300 volts, le dépôt de sodium était presque entièrement localisé sur le tube renfermant le fil négatif; et cela n'était pas dû à une dissymétrie, car on pouvait obtenir le dépôt alternativement sur l'un ou sur l'autre en chargeant négativement le fil correspondant.

L'émission de corpuscules chargés négativement par les atomes de sodium est remarquable, comme se présentant à une température exceptionnellement basse. La conductibilité que présentent les gaz très chauds, et tout particulièrement la très grande mobilité des ions négatifs dans ces gaz, montrent que cette émission se produit dans d'autres cas, quoique à des températures beaucoup plus élevées.

L'émission de corpuscules négatifs par les atomes à des températures très élevées est ainsi une propriété commune à un très grand nombre d'éléments, peut-être à tous.

L'émission de corpuscules par l'atome doit jouer un rôle très important dans la décomposition des molécules d'un composé sous l'action de la chaleur, surtout si les forces qui relient entre eux les atomes dans la molécule sont d'origine électrique. Imaginons en effet une molécule formée de 2 atomes, l'un A électrisé positivement, l'autre B négativement, et supposons qu'on élève la température jusqu'au point où l'atome négatif commence à émettre des corpuscules négatifs; à ce moment B perd un corpuscule. Supposons que sous l'influence d'un champ électrique ce corpuscule se dirige vers A qui est électrisé positivement; il neutralise sa charge; pendant un instant A et B sont donc déchargés. L'attraction qui existait aupa-

ravant entre eux est annulée et rien ne s'oppose plus à leur séparation. Il ne s'ensuit pas cependant que la molécule soit nécessairement pour toujours décomposée; A, en effet, n'a plus maintenant aucune charge positive pour s'opposer au départ des corpuscules négatifs, et, comme il constitue l'élément électro-positif du composé, il perdra dans ces conditions des corpuscules plus rapidement que B. A regagnera ainsi bientôt sa charge positive. B, n'étant pas chargé, ne peut émettre des corpuscules négatifs aussi facilement qu'il le faisait lorsqu'il l'était négativement.

Un certain temps peut s'écouler ainsi avant que B n'émette un corpuscule, et il peut dans cet intervalle être frappé par un corpuscule négatif et acquérir ainsi une charge négative. Une recombinaison est alors possible entre lui et A qui est électrisé positivement, et cette combinaison peut être de nouveau dissociée par le processus que nous venons d'esquisser. Nous arriverons ainsi à un état d'équilibre dynamique, le nombre de recombinaisons pendant l'unité de temps étant égal au nombre d'atomes dissociés pendant le même temps.

Les proportions relatives des atomes libres et combinés dépendront des propriétés de chacun de ces atomes; les atomes libres seront en proportion d'autant plus faible que A perdra plus facilement des corpuscules sous l'action de la chaleur et qu'il éprouvera plus de difficultés à rencontrer les corpuscules émanés de B.

Ces considérations montrent que la chaleur peut produire des dissociations par d'autres voies que celles qui sont le plus communément admises et qui consistent dans un accroissement de l'énergie cinétique atteignant une valeur pour laquelle la force centrifuge suffit à surmonter l'attraction.

110. L'émission de corpuscules par les corps chauds les rendra tous conducteurs de l'électricité et la conductibilité croîtra très rapidement avec la température. Si nous prenons par exemple un fragment de chaux, substance qui, comme Wehnelt l'a montré, émet à des températures élevées une grande quantité de corpuscules, il renfermera, lorsqu'il sera chaud, une grande quantité de corpuscules libres qui se déplaceront sous l'action du champ électrique et rendront la chaux conductrice. Le Dr Horton fait actuellement au Cavendish Laboratory des expériences en vue de déterminer si la conductibilité que des corps comme le verre acquièrent à haute température n'est pas due à l'émission de corpuscules par les molécules de la substance chauffée.

111. Nous voyons ainsi que des corpuscules sont projetés hors d'un fil incandescent avec une rapidité suffisante pour produire une déperdition considérable lorsque la pression autour de lui est très basse. Dans ces conditions, il n'y a que très peu de gaz pouvant gêner les mouvements des corpuscules qui peuvent par suite atteindre de très grandes vitesses. Aussitôt qu'un corpuscule émerge de la surface incandescente, il se dirige vers le cylindre qui entoure le fil, et, quand le courant entre eux est saturé, aucun corpuscule ne vient diffuser à nouveau dans ce dernier.

Quand au contraire la pression du gaz environnant est considérable, les corpuscules ne peuvent se mouvoir aussi librement; ils tendent à s'accumuler au voisinage du fil, et quelques-uns d'entre eux diffusent à nouveau à son intérieur. La densité des corpuscules dans le voisinage du fil ne peut dépasser une valeur déterminée donnée par l'équation (3), page 199. Exactement comme dans le cas de l'évaporation d'un liquide la tension de vapeur en contact avec celui-ci ne peut dépasser une valeur déterminée, fonction de la température.

Relation entre le courant et la différence de potentiel.

112. Considérons le cas de deux plaques parallèles à angle droit sur l'axe des x ; si une seule d'entre elles est portée à l'incandescence ou si elles y sont portées toutes les deux, mais si leur température est assez basse pour qu'il y ait seulement émission d'ions positifs par leur surface, les ions qui transporteront le courant seront tous du même signe et nous pourrons appliquer les résultats trouvés paragraphe 50. Si X est la force électrique, k la mobilité de l'ion, nous avons, si i représente le courant,

$$X \frac{dX}{dx} = \frac{4\pi i}{k},$$

ou, si k est indépendant de x ,

$$X^2 = \frac{8\pi i}{k} x + C.$$

Si n est le nombre d'ions par centimètre cube,

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi ne;$$

ainsi

$$n = \frac{i}{ek} \frac{1}{\sqrt{\frac{8\pi i}{k} x + C}}.$$

La densité des ions au voisinage de la plaque chaude pour $x = 0$ est égale à

$$\frac{i}{ek\sqrt{C}}.$$

Supposons maintenant que la quantité d'électricité émise par seconde par la plaque chaude soit I ; la quantité d'électricité qui traverse l'unité d'aire du gaz entre les plaques est i . $I - i$ est égal à la charge transportée sur la plaque par les corpuscules qui la frappent. Nous avons montré page 200 que, si n est le nombre de ceux-ci par unité de volume dans le gaz au voisinage de la plaque, le nombre de ceux qui la frappent par seconde et par unité d'aire est

$$\frac{nc}{\sqrt{6\pi}},$$

c étant le carré moyen des vitesses des corpuscules. Puisque

$$n = \frac{i}{ekC^{\frac{1}{2}}},$$

la charge apportée à la plaque par les corpuscules qui la frappent est égale à

$$\frac{ic}{\sqrt{6\pi}kC^{\frac{1}{2}}},$$

et, cette charge étant égale à $I - i$, nous avons

$$I - i = \frac{ic}{\sqrt{6\pi}k\sqrt{C}}$$

ou

$$C = \frac{c^2}{6\pi k^2} \frac{i^2}{(I - i)^2}.$$

Si V est la différence de potentiel et l la distance entre les plaques,

$$V = \int_0^l X dx,$$

et, puisque

$$X = \left(\frac{8\pi i}{k} x - C \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$V = \frac{k}{12\pi i} \left[\left(\frac{8\pi i l}{k} + C \right)^{\frac{3}{2}} - C^{\frac{3}{2}} \right].$$

ou, en substituant la valeur de C donnée plus haut,

$$(1) \quad V = \frac{k}{12\pi i} \left\{ \left[\frac{8\pi i l}{k} + \frac{c^2}{6\pi k^2} \frac{i^2}{(I - i)^2} \right]^{\frac{3}{2}} - \frac{c^3 i^3}{(6\pi)^2 k^3 (I - i)^3} \right\}.$$

Ceci donne la relation entre le courant et la différence de potentiel. I est le courant de saturation.

Les quantités sont supposées mesurées en unités électrostatiques.

Nous allons considérer deux cas particuliers de cette équation, le premier lorsque i est assez faible devant I pour que

$$\frac{e^2}{6\pi k^2} \frac{i^2}{(I-i)^2}$$

soit faible devant $\frac{8\pi il}{k}$.

L'équation (1) devient alors

$$V = \left(\frac{8\pi i}{k}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{2}{3} l^{\frac{3}{2}},$$

ou

$$(2) \quad i = \frac{9}{3} \frac{k}{2} \frac{V^2}{\pi l^3}.$$

Ainsi, le courant croît plus vite que la différence de potentiel et diminue rapidement lorsque la distance entre les électrodes s'accroît.

Cette équation a été vérifiée par Rutherford (1); nous ne pouvons cependant pas nous attendre à ce que la théorie soit en complet accord avec les faits, car, pour arriver à l'équation (1), nous avons dû faire plusieurs hypothèses qui ne sont pas satisfaites en pratique. Nous avons supposé tout d'abord que R est indépendant de x ; ceci n'est vrai que lorsque la température est uniforme entre les plaques. Ce ne sera pas exact quand une plaque sera chaude et l'autre froide, la mobilité des ions dépendant de la température. Ainsi H.-A. Wilson (2) a montré que dans une flamme à la température de 2000° C. environ, la mobilité de l'ion négatif était environ 1000^m par seconde, que celle de l'ion positif était de 62^m par seconde. Dans l'air chaud à la température de 1000° C. la mobilité de l'ion négatif est seulement 26^m par seconde, alors que celle de l'ion positif est d'environ 7^m,2 par seconde. Mac Clelland (3) trouva que les ions qui proviennent d'un fil incandescent, quand ils se trouvent dans l'air froid à quelque distance de lui, se meuvent avec des vitesses aussi faibles que 0^m,04 par seconde; il trouva également que leur mobilité diminue à mesure qu'ils s'éloignent du fil et qu'on peut l'accroître en les réchauffant. k varie donc rapidement avec la température et par suite avec x .

L'accroissement de k provoque une augmentation rapide du courant avec la température de la plaque chaude. Nous voyons par

(1) RUTHERFORD, *Physical Review*, XIII, 1901, p. 321.

(2) H.-A. WILSON, *Phil. Trans.*, A., t. CXCII, 1899, p. 499.

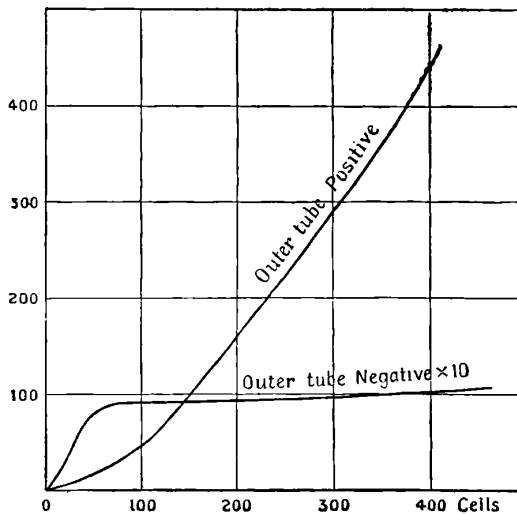
(3) MAC CLELLAND, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVI, 1899, p. 29.

l'équation (1) que le courant pour une petite différence de potentiel constante est indépendant de la valeur de l'ionisation au voisinage de la plaque (1); l'accroissement d'ionisation à haute température n'expliquerait pas ainsi l'accroissement de courant quand la température du fil s'accroît.

L'accroissement de k avec la température en fournit au contraire une explication satisfaisante.

Si la température de la plaque chaude est assez élevée pour qu'il y ait près d'elle des ions positifs et des ions négatifs, le courant entre la plaque chaude et la plaque froide sera plus grand quand la plaque chaude sera négative que quand elle sera positive; dans le premier cas, en effet, ce seront des ions négatifs qui transporteront le courant, tandis que dans le second cas ce seront des ions positifs. Or la formule (1) montre que pour la même différence de potentiel le courant est proportionnel à la mobilité de l'ion qui le transporte. Or la mobilité de l'ion négatif est toujours plus grande que celle de l'ion positif et le rapport de leurs mobilités croît très rapidement

Fig. 48.



avec la température; ainsi les expériences de H.-A. Wilson sur la déperdition dans les gaz mélangés de vapeurs salines (*loc. cit.*)

(1) Il ne faut pas oublier que l'équation (1) est seulement applicable lorsque le courant est faible, de sorte que $X = 0$ lorsque $\mu = 0$. Lorsque le courant approche de la saturation il croît rapidement avec l'ionisation au voisinage de la plaque.

montrent que la valeur de ce rapport à 2000° C. est environ 17 tandis qu'à 1000° C. il est seulement égal à 3,5 environ. Aux températures ordinaires et pour les ions extraits du voisinage d'un fil chaud, les expériences de Mac Clelland montrent que ce rapport est environ égal à 1,25. Le grand accroissement qu'on constate dans le courant en changeant le signe de la charge d'une électrode très chaude est un phénomène très net. Une ancienne expérience d'Hittorf⁽¹⁾ en donne un exemple frappant. Dans cette expérience on dispose un grain de sel dans une flamme entre des électrodes incandescentes. L'accroissement de courant est beaucoup plus grand lorsque le grain de sel est placé près de l'électrode négative que lorsqu'il est placé dans le voisinage de la positive. Ces résultats, il est bon de s'en souvenir, ne sont vrais que lorsque les valeurs des courants sont faibles par rapport au courant de saturation.

Les valeurs du courant de saturation sont indépendantes des mobilités des ions et dépendent seulement du nombre de ceux produits par unité de temps à la surface du métal chaud.

La mobilité d'un ion sous une force électrique constante s'accroît à mesure que la pression du gaz diminue. Nous voyons donc par l'équation (1) que le courant lorsqu'il est faible croîtra lorsque la pression diminuera.

113. Un caractère bien marqué de la décharge par les métaux incandescentes est l'accroissement très rapide du courant lorsqu'il est faible avec la force électromotrice. L'accroissement est beaucoup plus rapide que ne le donnerait la loi d'Ohm. C'est un fait qui a été observé bien des fois; ainsi, par exemple, Pringsheim⁽²⁾ donne une formule empirique reliant le courant i à la différence de potentiel V dans le cas de la décharge entre deux pointes dans un gaz chaud;

$$i = \frac{V + \alpha V^2}{\omega},$$

α et ω étant des constantes. La courbe représentée figure 48, donnée par H.-A. Wilson pour le cas du courant qui passe entre un fil de platine chaud et un cylindre de même métal qui l'entoure, fournit un exemple de ce rapide accroissement. Dans cette courbe, les ordonnées représentent le courant et les abscisses les différences de potentiel. La courbe qui correspond au cas où le tube est négatif

(1) HITTORF, *Pogg. Ann. Jubelband*, 1874, p. 430.

(2) PRINGSHEIM, *Wied. Ann.*, LV, 1895, p. 507.

montre la saturation du courant pour des forces électromotrices élevées. L'équation (1) explique ce rapide accroissement du courant en montrant qu'il est proportionnel au carré de la différence de potentiel.

L'équation (1), sauf à de très basses pressions, ne sera applicable que dans le cas où le courant sera seulement une faible fraction du courant de saturation. En l'établissant nous avons supposé, en effet, que

$$\frac{c^2}{6\pi k^2} \frac{i^2}{(1-i)^2}$$

était faible devant $\frac{8\pi il}{k}$.

Or c est la racine carrée du carré moyen des vitesses des corpuscules; si donc la température de la plaque chaude est de 1000°C ., c^2 sera de l'ordre de 9×10^{12} , k étant la vitesse de l'ion sous l'unité de force électrostatique, soit 300 volts par centimètre. Si l'air est froid et à la pression atmosphérique, $k =$ environ $4,5 \times 10^{12}$ et $k^2 =$ environ 2×10^5 , $\frac{c^2}{k^2}$ aura ainsi une valeur extrêmement grande, et c'est seulement lorsque i sera très faible devant 1 que la condition précédente sera remplie.

Le second cas que nous considérerons est celui pour lequel

$$\frac{c^2}{6\pi k^2} \frac{i^2}{(1-i)^2}$$

est grand devant $\frac{8\pi il}{k}$.

Dans ce cas

$$V = \frac{c}{\sqrt{6\pi}} \frac{i}{k(1-i)} l,$$

$$i = \frac{VI}{V + \frac{c}{\sqrt{6\pi}} \frac{l}{k}}.$$

Cette équation nous montre que i croît alors moins rapidement que la différence de potentiel; il se rapproche de la saturation lorsque $\frac{V}{l} k$ est grand devant $\frac{c}{\sqrt{6\pi}}$, c'est-à-dire lorsque le champ est suffisamment intense pour donner à l'ion une vitesse dont le carré soit grand devant le carré moyen des vitesses des corpuscules à une température égale à celle de la plaque chaude. Nous voyons, d'après les nombres donnés ci-dessus, qu'il faudrait un champ prodigieux pour saturer le courant émis par le fil chaud à travers un gaz à la pression atmosphérique. En réalité il serait impossible d'obtenir la saturation, car le champ nécessaire dépasserait celui qu'il faut atteindre pour provoquer une décharge disruptive à travers le gaz.

Émission d'électricité positive par les métaux chauds.

114. Les métaux chauds émettent de l'électricité positive aussi bien que de l'électricité négative. Il est vrai que dans de nombreux cas, tant que la température n'est pas très élevée, le métal émet plus d'électricité positive que d'électricité négative. On peut déceler l'émission positive à des températures beaucoup plus basses que l'émission négative. Strutt (1) a pu la mettre en évidence pour des fils de cuivre et d'argent à des températures inférieures à 200°.

La valeur de l'émission d'ions positifs à partir d'un fil chaud dépend à un très haut degré de l'histoire antérieure du fil. Lorsqu'on le chauffe pour la première fois, il émet une grande quantité d'électricité positive. Si on le maintient à une température élevée, l'émission décroît rapidement jusqu'à tomber à une faible fraction de sa valeur originelle. Cette grande valeur de l'émission initiale ne peut être due à la poussière existant à la surface du fil, car on la constate avec des fils de platine qui ont été bouillis avec de l'acide nitrique. Les métaux ne sont pas seuls à la présenter, car Owen (2) a montré qu'elle est très nette avec un filament de Nernst. Il trouva que le filament une fois chauffé ne pouvait retrouver son pouvoir de donner une forte émission initiale qu'après avoir été exposé durant plusieurs jours à l'air sous la pression atmosphérique. Ce fait que les fils de platine peuvent regagner cette propriété après avoir été exposés à l'air est encore quelque peu controversé; H.-A. Wilson et Richardson, qui ont fait des recherches très importantes sur l'émission des fils chauds, sont arrivés à des conclusions opposées. Wilson pense qu'une courte exposition à l'air suffit pour permettre d'obtenir à nouveau l'émission originelle; Richardson attribue l'accroissement qu'il a obtenu non pas à l'air, mais à la présence accidentelle d'une vapeur complexe, probablement de phosphore; il trouva (3) en effet que, si l'on expose un fil de platine à l'action d'une petite quantité de phosphore, on provoque pendant un certain temps un accroissement énorme de l'émission positive du fil.

Richardson trouva qu'on peut conserver dans le vide pendant plus de trois semaines sans qu'il retrouve la propriété de donner une forte émission positive un fil qui a été préalablement chauffé.

(1) STRUTT, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IV, 1902, p. 98.

(2) OWEN, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VIII, 1904, p. 230.

(3) RICHARDSON, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IX, 1905, p. 407.

Il serait extrêmement intéressant de savoir s'il ne la retrouverait pas après un séjour dans le vide beaucoup plus prolongé, et de déterminer ainsi si la forte émission initiale est due à quelque matière étrangère absorbée par le fil, ou si elle est due à quelque substance analogue à l'émanation des corps radioactifs, produite par le métal lui-même, et qui s'accumule peu à peu dans le fil.

Richardson fit cette découverte très intéressante (1) que, lorsqu'un fil a perdu après avoir été chauffé le pouvoir de donner lieu à une forte émission positive, il peut le retrouver si l'on s'en sert comme cathode en faisant passer une décharge électrique dans un gaz à basse pression, ou même en le disposant au voisinage d'une cathode. Dans ce dernier cas cependant, il ne recouvre pas cette propriété s'il se trouve un obstacle entre la cathode et lui. Nous ne pouvons dire sans de nouvelles expériences si cela est dû au bombardement du fil par les corpuscules ou les ions positifs ou à quelque matière déposée sur lui par la décharge. On pourrait élucider ce point en plaçant le fil dans un pinceau de rayons cathodiques à l'intérieur d'un tube où le vide aurait été poussé très loin, et en le disposant de telle sorte qu'aucune particule de métal arrachée à la cathode ne puisse l'atteindre.

Ce point est important à établir, car certaines substances présentent après une exposition aux rayons cathodiques les phénomènes connus sous le nom de *thermoluminescence*, qui sous quelque rapport sont analogues à ceux auxquels donne lieu le fil. Les substances qui présentent la thermoluminescence deviennent lumineuses lorsqu'on les chauffe après les avoir exposées aux rayons cathodiques. Lorsqu'on continue à les chauffer, la luminosité décroît graduellement et finit par disparaître, et l'on ne peut l'obtenir à nouveau avant de les avoir exposés aux rayons cathodiques. Cette luminosité présente des analogies avec l'émission positive des fils chauds.

La faible décharge permanente qui subsiste lorsqu'on a éliminé par un chauffage préalable l'émission préliminaire croît rapidement avec la température et peut comme l'émission négative être représentée par une expression de la forme $\theta^{\frac{1}{2}} \varepsilon^{\frac{\lambda}{\theta}}$. Elle ne croît pas cependant avec la température aussi rapidement que cette dernière, ce qui fait qu'aux températures élevées c'est celle-ci qui prédomine.

(1) RICHARDSON, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VIII, 1904, p. 400.

Les faits que nous venons de mentionner suggèrent l'idée que le gaz absorbé par le platine et qui est mis lentement en liberté quand on le chauffe joue un rôle important dans le transport de l'électricité, et nous pouvons comprendre aisément comment ce gaz qui provient de l'intérieur d'un corps bon conducteur serait ionisé et capable de transporter le courant. L'émission du gaz absorbé par le platine est cependant, d'après Berliner (1), étroitement liée à la désintégration du fil, désintégration qui a lieu quand ce dernier est maintenu incandescent et que mettent en évidence une perte de poids et un dépôt de platine ou d'oxyde de platine sur les parois du tube. Les transporteurs d'électricité peuvent alors être les poussières ou les vapeurs de platine qui se dégagent du fil. Cette désintégration du platine a été étudiée par Berliner, Elster et Geitel (2), Nahrwold (3) et Stewart (4). Ils ont montré : 1° que la valeur de la désintégration produite en un temps donné par l'incandescence d'un fil de platine diminue lorsqu'on prolonge le temps de chauffe.

2° Que la présence d'oxygène en accroît grandement la valeur, qui est extrêmement faible dans l'azote et l'hydrogène. A la vérité, quelques-unes des expériences donnent à penser qu'il n'y aurait aucune désintégration du fil de platine incandescent dans ces gaz si l'on pouvait les priver de toute trace d'oxygène. Il nous est permis de supposer que, lorsqu'il y existe de l'oxygène, une faible attaque se produit donnant lieu à une oxydation de la surface qui facilite la désintégration.

Cette désintégration du platine peut être aisément mise en évidence par l'effet produit sur la condensation des brouillards tout autour d'un fil porté à l'incandescence. Cette méthode est due à Aitken (5). Un moyen simple de montrer cette action consiste à souder un fil fin à l'intérieur de la chambre à détente dans l'appareil de la figure 40.

Si l'air a été débarrassé de poussières, le fil étant froid, on peut provoquer la formation d'un nuage dense sous l'action d'une très faible détente, en élevant, grâce à un courant électrique, la température du fil jusqu'au rouge et le laissant ensuite refroidir. Comme l'expansion nécessaire est beaucoup plus faible que celle qu'il faut produire

(1) BERLINER, *Wied. Ann.*, t. XXXIII, 1888, p. 289; t. XXXV, 1888, p. 791.

(2) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 109.

(3) NAHRWOLD, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 448; t. XXXV, 1888, p. 107.

(4) STEWART, *Phil. Mag.*, t. XLVIII, 1889, p. 481.

(5) AITKEN, *Trans. Roy. Soc. Edin.*, t. XXX, p. 337.

pour provoquer la formation d'un nuage sur des ions, c'est qu'il doit y avoir dans le voisinage du fil des particules beaucoup plus grosses que des molécules. Si le fil n'est pas très soigneusement nettoyé, une élévation de température de beaucoup inférieure à celle qui est requise pour produire une luminosité suffit à provoquer un brouillard. Ceci dépend apparemment de la crasse ou de l'humidité déposée sur le fil, et les expériences d'Aitken montrent que cet effet disparaît lorsque le fil a été nettoyé par une incandescence prolongée.

Mais la propriété de provoquer la formation d'un nuage quand sa température est élevée au rouge ne semble pas détruite lorsqu'on nettoie le fil par une incandescence prolongée. M. Owen (¹), qui fit récemment au Cavendish Laboratory des expériences sur ce point, a trouvé que, lorsque le fil de platine se trouve dans l'air ou l'oxygène, on obtient toujours un brouillard quand on élève sa température à 300°C. environ, même après une incandescence de très longue durée. Dans l'hydrogène pur, il a cependant été possible d'arriver presque au rouge avant d'obtenir la formation de ce nuage.

115. Il y a une étroite similitude entre les lois de la désintégration du fil et celles de l'émission d'électricité positive à laquelle il donne lieu. Nous avons déjà fait allusion à l'effet produit sur celle-ci par une chauffe de longue durée. La présence de l'oxygène a également une action très marquée. On peut le montrer d'une manière frappante en observant à quelle pression une plaque au voisinage d'un fil chaud commence à prendre une charge négative au lieu d'une positive. Si le fil n'est pas trop chaud, aux hautes pressions la plaque prendra une charge positive. Si on fait le vide dans le récipient, on atteindra un point où la charge positive commencera à décroître, puis s'annulera et finalement sera remplacée par une charge négative. Ce changement de signe de la charge de la plaque se produit dans l'hydrogène et l'azote à des pressions beaucoup plus élevées que dans l'oxygène, où il est difficile à obtenir si le fil n'est pas très chaud. Lorsqu'on l'a obtenu dans l'hydrogène ou l'azote, il suffit de traces d'oxygène extraordinairement faibles pour rendre à nouveau positive la charge de la plaque. Il est possible que la diminution de l'émission positive produite par un chauffage de longue durée à basse pression soit due en partie à la combustion de l'oxygène ou, s'il existe des traces de graisse, au remplacement de l'oxygène par

(¹) OWEN, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VI, 1903, p. 306.

les vapeurs d'hydrocarbures que met en liberté une chauffe prolongée. L'accroissement de l'émission positive produit par l'action de l'oxygène s'explique aisément s'il y a oxydation du métal à la température du rouge; dans l'oxyde ainsi formé en effet l'oxygène transporte la charge négative, le métal la charge positive. Si donc de l'oxygène est ionisé par la chaleur au voisinage du fil de platine, le platine, en se combinant avec les ions oxygène négatifs et non avec les positifs laisserait un excès d'ions positifs autour de lui.

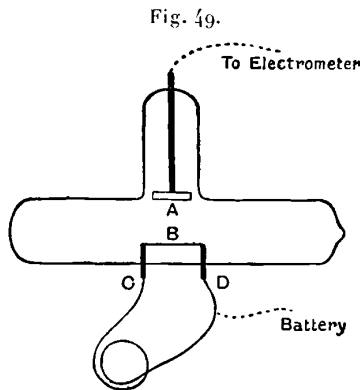
Les effets considérables produits par cette action chimique sur l'électrisation sont confirmés par l'observation de Branly que les oxydes des métaux libèrent au rouge sombre de l'électricité négative, tandis que les métaux donnent une électrisation positive. Dans le cas des oxydes, l'action chimique produite est la dissociation de l'oxyde en métal et oxygène; les ions oxygène transporteraient les charges négatives et donneraient lieu ainsi à une électrisation négative autour du fil. Une explication semblable peut être donnée des résultats suivants que j'ai observés avec la décharge par arc. Si l'arc se produit entre les extrémités d'un fil de cuivre incandescent, il y a un excès d'électricité positive dans le gaz qui les environne; mais, si on les recouvre d'une couche épaisse d'oxyde et si on les dispose dans l'hydrogène, on observe dans le gaz une électrisation négative jusqu'au moment où l'oxyde est réduit, puis, cette réduction étant obtenue, l'électrisation redevient positive.

116. Une action chimique très faible suffit pour produire une électrisation très intense, à tel point qu'on peut affirmer que, même dans le vide le plus élevé que l'on puisse atteindre, il existe une quantité de gaz suffisante pour y donner lieu. Il est certain que cette électrisation positive se produit dans de très bons vides. Dans un vide si élevé qu'il était à peine possible d'y faire passer la décharge d'une bobine d'induction donnant une étincelle de 20 centimètres, j'ai pu obtenir une électrisation positive en élevant à la température du rouge un fil de platine qui avait été maintenu à l'incandescence à une température beaucoup plus élevée 8 heures par jour durant une semaine. La détermination de la nature des transporteurs de la charge apporte une preuve plus concluante à l'hypothèse que l'électrisation positive n'est pas due entièrement à une action chimique ayant pour siège le fil.

Si l'origine de cette charge était une action chimique, il faudrait s'attendre à ce que les transporteurs en soient les atomes ou les

molécules du gaz. Les expériences suivantes montrent que, bien que quelques-uns soient de cette nature, la plupart d'entre eux sont beaucoup plus gros et sont constitués probablement par des molécules ou des masses plus grandes de platine. On se sert pour déterminer la masse de ces transporteurs de la même méthode qui fut employée (voir p. 135) pour déterminer la masse des transporteurs d'électricité négative aux températures élevées, en remarquant toutefois que, la masse des premiers étant infiniment plus grande que celle des seconds, il est nécessaire, dans le cas de la décharge positive, d'employer des forces magnétiques beaucoup plus intenses que dans les expériences précédentes. Ceci entraîne quelques modifications dans les conditions d'expérience. Le dispositif employé est donné figure 49.

A est une plaque métallique isolée, placée au milieu d'un tube de laiton de 5^{mm} de diamètre; elle est reliée à un électromètre à



quadrants. B est un morceau de feuille de platine parallèle à la plaque, et éloigné d'elle de 3^{mm} environ. On peut l'amener à l'incandescence au moyen d'un courant alternatif passant par les fils C et D et produit par un transformateur. Le fil chaud et les conducteurs peuvent être ainsi facilement isolés. Le fil chaud et le fil de laiton sont reliés à un des pôles d'une batterie de petits accumulateurs, l'autre pôle étant à la terre. On mesure le courant allant du fil chaud à la plaque A par la déviation produite à l'électromètre dans un temps donné. On détermine cette déviation pour des potentiels différents du fil chaud et avec ou en l'absence du champ magnétique. Le plus haut potentiel pour lequel un champ magnétique donné produit une diminution appréciable du courant fournit, comme il est

indiqué § 48, un moyen de déterminer $\frac{m}{e}$, rapport de la masse du transporteur à sa charge. Dans ce paragraphe, on supposait la force électrique uniforme dans la région où se meuvent les ions. Dans le cas d'un fil chaud, les ions d'un même signe qui transportent le courant sont tellement nombreux, qu'ils troublent le gradient de potentiel et font varier la force d'un point à l'autre du champ. Nous pouvons cependant aisément montrer que ces inégalités dans le champ électrique n'affectent pas la validité de la méthode. Si le champ n'est pas uniforme, les trajectoires des ions ne sont plus des cycloïdes; mais les ions, que le champ soit uniforme ou non, après être arrivés à une certaine distance d de leur source, seront rabattus par le champ magnétique et commenceront à se mouvoir en sens inverse. Ils ne s'éloigneront donc pas à une distance supérieure à d de leur point de départ. Si la plaque qui reçoit les ions est à une distance supérieure à d du métal chaud, source de ces derniers, le champ magnétique produira une diminution du courant qui arrive sur elle; si au contraire cette distance est inférieure à d , le champ magnétique ne produira aucune diminution. On peut déterminer cette distance critique d en comparant les courants qu'on obtient avec ou sans champ magnétique; c'est évidemment la distance à la source pour laquelle la vitesse de l'ion parallèle à la force électrique s'annule. Si x est la distance d'un ion à la plaque chaude, X la force électrique qui agit sur lui, H la force magnétique que nous supposons uniforme et parallèle à l'axe des z , nous avons

$$(1) \quad m \frac{d^2 x}{dt^2} = X e + H e \frac{dy}{dt},$$

$$(2) \quad m \frac{d^2 y}{dt^2} = -H e \frac{dx}{dt},$$

ou

$$m \frac{dy}{dt} = -H e x,$$

puisque $\frac{dy}{dt} = 0$ lorsque $x = 0$. Substituant cette valeur de $\frac{dy}{dt}$ dans l'équation (1), nous avons

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{H^2 e^2}{m} x = X e.$$

Intégrant par rapport à x de $x = 0$ à $x = d$, nous avons, puisque $\frac{dx}{dt}$ s'annule à la fois pour $x = 0$ et $x = d$,

$$\frac{1}{2} \frac{H^2 e^2 d^2}{m} = e \int_0^d X dx.$$

Si V est la différence de potentiel entre les plaques $V = \int^d X dx$,
d'où

$$\frac{1}{2} \frac{H^2 e}{m} d^2 = V$$

ou

$$(3) \quad \frac{e}{m} = \frac{2V}{H^2 d^2},$$

et ainsi, même quand le champ n'est pas uniforme, $\frac{e}{m}$ est donné par la même équation qu'au § 67.

Si nous appliquons cette méthode au cas de l'émission d'électricité positive à partir d'un fil chaud, nous trouvons qu'il est nécessaire, pour la diminuer, d'employer des forces magnétiques infiniment plus grandes que celles qui sont requises pour produire le même effet sur l'émission négative du même fil. Quelquefois même, en se servant des forces magnétiques les plus intenses que l'on puisse produire, l'effet du champ magnétique est à peine sensible.

L'effet produit par le champ magnétique sur la déperdition positive est irrégulier comme la déperdition elle-même, même si l'on maintient aussi constants que possible la température du fil et la pression du gaz. De petites variations dans les conditions d'expérience, conditions qu'il est difficile de contrôler ou même d'indiquer, produisent de grands changements dans la valeur de la déperdition et dans l'action du champ magnétique sur elle. Il est probable que ces variations correspondent à un changement dans la nature des transporteurs de l'électricité. Dans quelques cas la déperdition n'est même pas affectée par des champs magnétiques de 19000 unités. Cependant, quand elle est sensible au champ magnétique, la nature générale des effets observés avec l'appareil précédemment décrit et un champ de 19000 unités est la suivante [la pression du gaz (air) étant d'environ $0^{\text{mm}},007$]. Les nombres que nous donnons sont seulement approximatifs, car les variations de la déperdition sont si grandes, qu'il est impossible de faire des mesures exactes. Lorsque la différence de potentiel entre le métal chaud et la plaque reliée à l'électromètre est petite, par exemple 3 ou 4 volts, la décharge est presque arrêtée par le champ magnétique. Avec une différence de potentiel de 10 volts, elle est réduite à environ un quart de sa valeur initiale; l'effet produit sur elle par le champ magnétique diminue à mesure que croît la différence de potentiel, mais est encore appréciable jusqu'à 120 volts. Nous voyons dans ce cas que, tandis que quelques-uns des transporteurs peuvent atteindre la plaque sous une diffé-

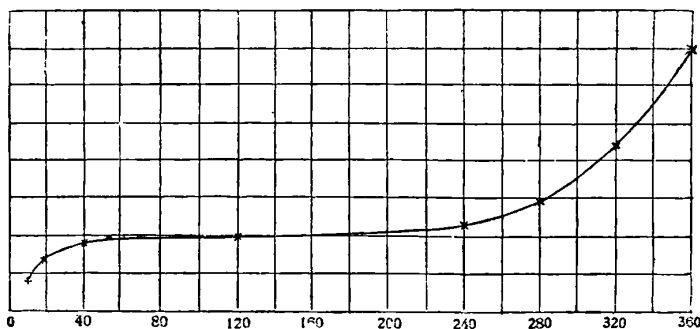
rence de potentiel de 10 volts, il y en a d'autres qui nécessitent 120 volts pour en faire autant. Si $\frac{e_1}{m_1}$ représente le rapport de la charge à la masse des premiers, $\frac{e_2}{m_2}$ la même quantité pour les derniers, nous obtenons, en faisant dans l'équation (3)

$$H = 19000, \quad d = 0,3 \quad \text{et} \quad V = 10 \cdot 10^8 \quad \text{et} \quad V = 120 \cdot 10^8,$$

$$\frac{e_1}{m_1} = 60, \quad \frac{e_2}{m_2} = 720.$$

Si e_1, e_2 sont les mêmes et égaux à la charge de l'ion hydrogène, m_1 et m_2 auront respectivement 170 et 14 fois la masse de l'atome d'hydrogène. Ce sont là des valeurs limites de $\frac{e}{m}$; on a également les valeurs intermédiaires. Ces résultats indiquent que l'électricité est transportée à la fois par les atomes du métal (dans ce cas le platine) et par ceux du gaz, les premiers étant les plus nombreux. Le fait que dans certains cas la vitesse de déperdition n'est pas affectée par la force magnétique, même lorsqu'on réduit à un volt, ou à une valeur moindre, la différence de potentiel montre que les transporteurs d'électricité ont dans ce cas une masse supérieure à celle de la molécule de platine. Ils sont constitués très probablement par de la poussière de ce métal. Rutherford (¹), à la suite de ses expériences sur la mobilité des ions dans l'air à la pression atmosphérique, arriva également à cette conclusion que des transporteurs d'espèces très différentes contribuaient au transport de l'électricité positive

Fig. 50.



émise par un métal chaud. Quoique l'effet produit par le champ magnétique sur la vitesse de déperdition diminue lorsque la différence de potentiel augmente et qu'il disparaît à un moment donné,

(¹) RUTHERFORD, *Physical Review*, t. XIII, 1901, p. 321.

lorsqu'on augmente encore la différence de potentiel, on atteint un point où la force magnétique produit à nouveau une diminution très considérable de cette vitesse de déperdition. Cette période est étroitement liée à la manière dont la vitesse d'émission varie avec la différence de potentiel. Si nous portons ces vitesses en ordonnées, les différences de potentiel en abscisses, la courbe qu'on obtient ainsi est, comme Mac Clelland ⁽¹⁾ l'a montré, du type représenté (*fig. 50*), présentant trois parties bien marquées. Dans la première, le courant croît très rapidement avec la différence de potentiel; dans la seconde, il est saturé et en est indépendant; dans la troisième, il croît de nouveau rapidement avec elle. Ce dernier accroissement est dû, comme nous le verrons, à la formation de nouveaux ions par le mouvement à travers le gaz des ions provenant de la plaque chauffée. Il y a alors entre les électrodes des ions négatifs aussi bien que des ions positifs. C'est dans cette période que le champ magnétique produit à nouveau une diminution de la vitesse de déperdition. Ceci est dû, à mon avis, à ce que le champ magnétique arrête le mouvement des ions négatifs qui ne contribuent plus alors au transport du courant et qui, comme nous l'avons vu, sont très retardés par un champ magnétique.

Elster et Geitel ⁽²⁾ trouvèrent que la valeur de la décharge positive était souvent, dans leurs expériences, accrue et non diminuée par le champ magnétique. Avec l'appareil décrit et disposé comme il est indiqué au § 116, j'ai observé un accroissement dans un cas seulement, quand la température était haute et la différence de potentiel faible. A de très hautes températures, il y a production d'ions négatifs aussi bien que d'ions positifs au voisinage de la plaque. Ces ions négatifs sont projetés avec une grande vitesse; il arrive donc que, même si la plaque a une faible charge positive, les ions négatifs qui en proviennent surpasseront en nombre les ions positifs, et un conducteur placé dans son voisinage recevra une charge négative. Si l'on élève le potentiel de la plaque jusqu'à ce qu'elle prenne une charge positive, l'établissement d'un champ magnétique accroîtra souvent considérablement cette dernière. Mais cet accroissement sera dû au retard causé au courant des ions négatifs, et non à l'accélération des ions positifs. Si le tube métallique dans lequel est renfermée (*fig. 45*) la plaque chaude n'est pas relié à cette dernière,

(¹) MAC CLELLAND, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1902, p. 296.

(²) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XXXVIII, 1889, p. 27.

mais à la terre, un champ magnétique accroîtra souvent dans ce cas la vitesse avec laquelle la plaque acquiert une charge positive. Ceci est dû simplement à la déviation vers la plaque chaude, sous l'influence du champ magnétique, des ions positifs qui allaient vers le tube.

117. Nous pouvons déterminer la valeur de $\frac{e}{m}$ pour les transporteurs d'électricité par la méthode suivante, qui est applicable au cas où le courant est transporté par des ions d'un seul signe et quand la pression est assez basse pour que nous puissions négliger la résistance offerte par le gaz au mouvement des ions. Considérons le cas d'un courant entre deux plaques parallèles dont l'une est ou bien une plaque chaude ou bien une autre source d'ions. Prenons l'axe des x perpendiculaire à la plaque; soient V la différence de potentiel entre la plaque chaude et un point de coordonnées x , ρ la densité électrique. Alors:]

$$(1) \quad \frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi\rho.$$

Si v est la vitesse de l'ion au point x , v_0 sa vitesse au départ de la plaque, m sa masse et e sa charge,

$$(2) \quad \frac{1}{2} m(v^2 - v_0^2) = Ve.$$

Mais, tous les ions étant du même signe, le courant i à travers l'unité d'aire est égal à $v\rho$; par suite, à partir de (1) et de (2),

$$(3) \quad \left(v_0^2 + \frac{2e}{m} V\right) \left(\frac{d^2 V}{dx^2}\right)^2 = 16\pi^2 i^2.$$

Intégrant cette équation, nous avons, en remplaçant $\frac{dV}{dx_2}$ par X ,

$$X^2 = C + \frac{8\pi im}{e} \left(v_0^2 + \frac{2e}{m} V\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Si X est la valeur au voisinage de la plaque froide, X_0 au voisinage de la plaque chaude, V la différence de potentiel entre elles et C la constante d'intégration, nous avons

$$X^2 - X_0^2 = \frac{8\pi im}{e} \left[\left(v_0^2 + \frac{2e}{m} V\right)^{\frac{1}{2}} - v_0 \right].$$

Si X' et X'_0 , i' et V' sont les valeurs correspondantes dans une seconde expérience, nous avons

$$X'^2 - X_0'^2 = \frac{8\pi i' m}{e} \left[\left(v_0^2 + \frac{2e}{m} V'\right)^{\frac{1}{2}} - v_0 \right];$$

d'où, si

$$\frac{(X^2 - X_0^2)}{8\pi l} = \xi, \quad \frac{X'^2 - X_0'^2}{8\pi l'} = \xi'$$

il vient

$$\begin{aligned} \frac{e^2}{m^2} \xi^2 + 2\nu_0 \frac{e}{m} \xi &= \frac{2e}{m} V, \\ \frac{e^2}{m^2} \xi'^2 + 2\nu_0 \frac{e}{m} \xi' &= \frac{2e}{m} V', \\ (4) \quad \frac{e}{m} \xi \xi' (\xi - \xi') &= 2(V \xi' - V' \xi), \end{aligned}$$

équation qui nous permet de déterminer $\frac{e}{m}$, connaissant $\xi \xi' V V'$. Pour déterminer ξ' et ξ il est nécessaire d'avoir les valeurs de X au voisinage des plaques. On peut le faire comme suit. La pression étant très basse, nous pouvons, au moyen d'électrodes indépendantes, produire des rayons cathodiques dans le vase où a lieu la déperdition. Si nous disposons ces électrodes de manière à permettre à un petit faisceau de ces rayons de passer tout près de la surface de la première plaque, puis tout près de celle de l'autre, et mesurons la déviation électrostatique de ces rayons, nous pouvons en déduire la force électrique et, au moyen de l'équation (4), la valeur de $\frac{e}{m}$.

Influence du gaz sur la valeur de l'émission.

118. Nous avons vu que dans le vide le meilleur que nous puissions produire, un métal qui pour la première fois devient incandescent émet de l'électricité positive, puis à des températures beaucoup plus élevées de l'électricité négative, la vitesse d'émission de cette dernière croissant beaucoup plus vite avec la température que celle de l'électricité positive. Par suite, aux températures élevées, il y a excès d'électricité négative. Ainsi, pour faire émettre à un métal de l'électricité positive, nous devons communiquer à sa surface une certaine quantité d'énergie; pour qu'il émette de l'électricité négative, cette quantité d'énergie doit être plus considérable. Quand le métal incandescent se trouve dans un gaz, nous trouvons que la nature de ce gaz a un effet très net sur la valeur de l'émission. L'auteur a montré que des gaz tels que les vapeurs d'iode, de brome, de chlore, d'acides iodhydrique, bromhydrique, chlorhydrique, les vapeurs d'iodure de potassium, de chlorure d'ammonium, de chlorure de sodium, de chlorure de potassium, qui sont dissociés par la chaleur, sont conducteurs à un tout autre degré que les gaz qui, comme l'air, l'hydrogène, l'azote, ne subissent pas de dissociation. Dans

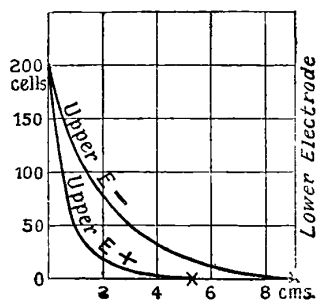
ce dernier cas, la valeur de l'émission n'est pas plus considérable qu'elle ne le serait à la suite d'une émission d'ions à partir des électrodes; dans le premier cas elle est beaucoup plus considérable, montrant que le gaz est lui-même ionisé.

Les vapeurs de beaucoup de métaux sont très conductrices; parmi ces métaux j'ai trouvé : sodium, potassium, thallium, cadmium, bismuth, plomb, aluminium, étain, zinc, argent et mercure; le sodium et le potassium possèdent la conductibilité la plus élevée, tandis que celle des vapeurs de mercure, d'étain, de thallium ne semble pas supérieure à celle de l'air. Dans ce cas, la conductibilité observée peut être due à la présence de l'air et non à la vapeur du métal.

Distribution du potentiel au voisinage d'électrodes incandescentes.

119. Nous nous bornerons à considérer le cas où le courant passe entre deux électrodes planes parallèles. Si l'une d'elles est chaude,

Fig. 51.



l'autre étant froide, assez froide pour ne produire aucune ionisation, le courant est transporté entièrement par des ions d'un seul signe; la force électrique croît constamment de la plaque chaude à la plaque froide et (*voir* p. 207) la distribution du potentiel est représentée par une courbe semblable à celle donnée figure 51, l'électrode inférieure étant la plus chaude des deux.

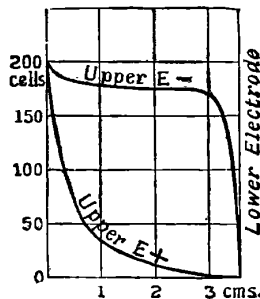
Des courbes semblables représentent la distribution du potentiel lorsque les deux plaques sont chaudes, pourvu que la température de la plaque négative ne soit pas assez élevée pour qu'elle émette aussi bien des ions positifs que des ions négatifs; il est évident que dans ce cas le courant est transporté entièrement par des ions

positifs. La forme de ces courbes change lorsque les deux plaques sont assez chaudes pour émettre des ions, et la plaque négative assez chaude pour émettre des ions des deux signes.

Il se produit un excès d'ions au voisinage de la plaque négative; aussi dans cette région la courbe de potentiel est-elle concave, et un excès d'ions négatifs rend convexe la courbe de potentiel. La courbe de potentiel est semblable à la courbe supérieure de la figure 52; la partie rectiligne au milieu montre qu'à part les régions qui avoisinent les électrodes, les nombres d'ions positifs et négatifs présents sont approximativement égaux. Des courbes analogues ont été obtenues par H.-A. Wilson ⁽¹⁾ et Marx ⁽²⁾.

Pettinelli et Marolli ⁽³⁾ ont trouvé que l'intensité du courant, si les plaques chaudes sont faites de substances différentes, dépend du métal employé comme cathode. Ainsi, avec des électrodes de carbone et de fer, le courant, quand le carbone est à la cathode, est 3 ou 4 fois plus fort que lorsque c'est le fer; ils montrèrent que le courant est plus intense lorsqu'on emploie comme cathodes des substances très poreuses. Ces effets sont mieux marqués aux hautes qu'aux

Fig. 52.



basses températures; il est probable qu'ils ne doivent pas commencer avant que la température soit assez élevée pour qu'il y ait production d'ions négatifs.

120. La différence de mobilité des ions produit des effets unipolaires très marqués, c'est-à-dire que le courant avec la même force électromotrice est plus intense dans un sens que dans le sens opposé; nous pouvons très facilement en voir la raison. Lorsqu'une seule

⁽¹⁾ H.-A. WILSON, *Phil. Trans., A.*, CXXCII, 1899, p. 499.

⁽²⁾ MARX, *Ann. der Phys.*, t. II, 1900, p. 768.

⁽³⁾ PETTINELLI et MAROLLI, *Atti della Accad. dei Lincei*, V, 1896, p. 136.

des électrodes est chauffée suffisamment pour émettre des ions, l'équation (2), page 209, nous montre que le courant est proportionnel à la mobilité de l'ion qui le transporte. Comme la mobilité de l'ion négatif est plus grande que celle de l'ion positif, le courant est plus intense quand il est transporté par les ions négatifs que quand il l'est par les ions positifs. Il ne faut pas oublier que le rapport des mobilités des ions produits par les métaux incandescents dépend dans une large mesure de la température. Ainsi Mac Clelland (¹), ayant mesuré ce rapport dans l'air à la température ordinaire (les ions étant conduits au point où se faisaient les mesures après avoir été aspirés au voisinage d'un fil incandescent), trouva que la mobilité de l'ion négatif était environ de 25 pour 100 supérieure à celle de l'ion positif; alors que Wilson, mesurant ce même rapport avec des ions produits par volatilisation de sels dans les flammes à haute température ou dans l'air chaud, trouva à 1000° C. que la mobilité de l'ion négatif était égale, pour les sels des métaux alcalins, à 3,6 et pour ceux des métaux alcalino-terreux à 7 fois celle des ions positifs.

A 2000° la mobilité des ions négatifs des métaux alcalins est 17 fois plus grande que celle des ions positifs. Les valeurs absolues sont toutefois très différentes; ainsi Mac Clelland a trouvé que les mobilités se rangeaient de 0,006 cm : sec à 0,03 cm : sec, alors que Wilson, à 1000°, a trouvé 26 cm : sec pour les ions négatifs et 7,2 cm : sec pour les ions positifs; à 2000° C. on avait respectivement 1030 cm : sec et 62 cm : sec.

(¹) MAC CLELLAND, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. X, 1899, p. 241.

CHAPITRE IX.

IONISATION DANS LES GAZ DES FLAMMES.

121. On savait, il y a plus d'un siècle, que les gaz des flammes sont conducteurs. Une application bien connue de ce fait était la décharge de la surface d'un corps isolant par le passage d'une flamme sur lui, employée par Volta dans ses expériences sur l'électricité de contact. Nous n'essayerons pas de donner un aperçu historique des premières expériences relatives à cette question, parce que en général les conditions dans lesquelles elles ont été faites en rendent l'explication toujours très difficile et souvent ambiguë. La raison en est simple. Pour rechercher les propriétés électriques de la flamme, on y introduisait le plus souvent des fils; ceux-ci étaient portés à l'incandescence et superposaient aux phénomènes électriques de la flamme les effets très complexes que nous avons discutés dans le Chapitre précédent.

Les gaz qui proviennent d'une flamme, même après avoir parcouru une certaine distance et avoir été refroidis au contact de l'air environnant, conservent pendant quelque temps une conductibilité considérable et déchargent un conducteur isolé placé dans leur rayon d'action. On peut faire disparaître entièrement cette conductibilité en faisant traverser au gaz un champ électrique intense. Ce champ en extrait les ions, les entraîne contre les électrodes, de telle sorte qu'en le quittant, bien que la composition chimique du gaz n'ait pas varié, sa conductibilité a disparu. Ce résultat montre ainsi qu'il n'y a pas production dans la flamme de substances radioactives électriquement neutres telles que l'émanation du thorium, et de quelques autres substances: ces dernières, en effet, ne sont pas extraites par un champ; si le gaz en renfermait, le champ électrique ne ferait pas disparaître sa conductibilité. Si un champ électrique ne les extrait pas du gaz, les ions persistent pendant un certain temps.

Ainsi, dans quelques expériences, Giese a remarqué que le gaz conservait une conductibilité appréciable 6 ou 7 minutes après avoir quitté la flamme. Les ions s'attachent, en effet, à toutes les poussières qui peuvent se trouver en suspension dans l'air, se meuvent alors

très lentement, et leur vitesse de recombinaison devient extrêmement faible. Mac Clelland a montré que la mobilité des ions décroît beaucoup lorsqu'ils s'éloignent des flammes. Ainsi, tout près d'elles, la mobilité était de 0,23 cm : sec, tandis qu'à une certaine distance elle était seulement de 0,04 cm : sec ⁽¹⁾.

Pour qu'un conducteur soit déchargé par une flamme, il n'est pas nécessaire qu'il soit placé en un point où les gaz qui proviennent de cette dernière viendront forcément le rencontrer. C'est ainsi, par exemple, qu'il sera déchargé au-dessous de la flamme d'un bec Bunsen. Ceci s'explique en remarquant que le champ électrique qui entoure le conducteur chargé extrait de la flamme et attire sur celui-ci les ions de signe opposé ⁽²⁾.

Un gaz ainsi ionisé est produit par les flammes de gaz d'éclairage, lumineuses ou non, par la flamme oxhydrique, par celle d'une lampe à alcool ou de l'oxyde de carbone. Des flammes à très basse température, telles que celle légère et pâle de l'éther, n'en produisent cependant pas. Pour provoquer la formation d'un gaz ionisé, il est donc nécessaire d'avoir une température élevée en même temps qu'une combinaison chimique. Une combinaison chimique seule est insuffisante pour produire l'ionisation, comme le montre le cas de l'hydrogène et du chlore, qui ne deviennent pas conducteurs même quand ils se combinent sous l'influence de la lumière ultraviolette. Braun ⁽³⁾ a montré que dans l'onde explosive produite par la combinaison de certains gaz il se produit une ionisation; mais, dans ce cas, il y a également production de températures très élevées.

Dans la flamme du gaz d'éclairage, la partie en contact avec l'air et où la combustion est la plus vive est électrisée positivement, tandis que l'intérieur possède une charge négative. Ceci rend compte de ce qui se produit quand on suspend un corps électrisé négativement au voisinage d'une flamme; la partie lumineuse s'incline vers le corps chargé négativement, et, s'il est assez près, s'étend jusqu'à venir en contact avec lui. Si la flamme est disposée entre deux plaques chargées de signes contraires, la partie extérieure brillante de la flamme est attirée du côté de la plaque négative, tandis que la partie intérieure se déplace, mais d'une façon moins marquée, vers la plaque positive.

La figure 53, extraite d'un Mémoire de Neyreneuf ⁽⁴⁾, montre cet effet,

(1) MAC CLELLAND, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVI, 1898, p. 29.

(2) J.-J. THOMSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1901, p. 90.

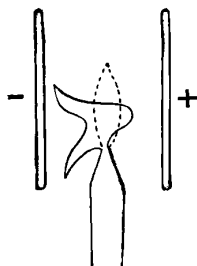
(3) BRAUN, *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, t. XIII, 1894, p. 155.

(4) NEYRENEUF, *Annales de Chim. et de Phys.*, 5^e série, t. II, 1874, p. 473.

Dans quelques expériences faites par Holtz⁽¹⁾, dont l'une est représentée figure 54, la flamme était divisée en deux nappes par le champ électrique existant entre les plaques

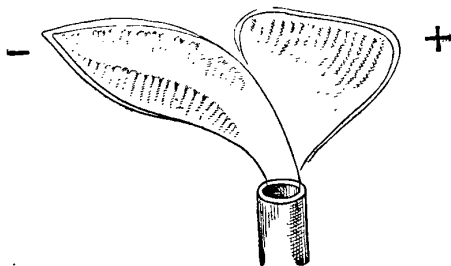
Le lecteur trouvera beaucoup d'autres expériences intéressantes relatives à l'action produite par un champ électrique sur la contexture des flammes dans les Mémoires de Neyreneuf et Holtz. Il ressort de ces résultats que dans la partie brillante où la combustion a lieu, il y a

Fig. 53.



un excès d'électricité positive, tandis que dans le gaz non brûlé il y a un excès d'électricité négative, fait découvert depuis longtemps par Pouillet⁽²⁾. Si l'hydrogène et l'oxygène étaient ionisés par la chaleur, les ions négatifs de l'oxygène se combinant avec les ions positifs de l'hydrogène pour former de l'eau, les ions O négatifs et les ions H positifs seraient employés dans cette combinaison; il y aurait excès d'électricité positive dans l'oxygène et excès d'électricité négative dans l'hydrogène. Il est possible également qu'à une tempé-

Fig. 54.



rature correspondant à une vive incandescence chez un solide, les molécules d'un gaz puissent, comme celles de ce dernier, émettre des corpuscules négatifs. Dans ce cas, il y aurait une tendance à une

(1) HOLTZ, *Carl. Repert.*, XVII, 1881, p. 269.

(2) POUILLET, *Ann. de Chim. et de Phys.*, t. XXXV, 1827, p. 410.

électrisation positive des parties les plus chaudes de la flamme et à une électrisation négative des parties les plus froides. Lorsque, comme dans les flammes lumineuses, nous avons de petites particules de carbone solide portées à une vive incandescence, les effets électriques qui se manifestent sont compliqués par ceux dus à ces dernières, effets qui, comme nous l'avons vu au Chapitre précédent, sont très considérables.

Quand on place dans des parties différentes de la flamme deux fils reliés entre eux par l'intermédiaire d'un galvanomètre sensible, on constate la circulation d'un courant. Supposons que l'un des fils soit placé dans la partie intérieure froide, là où nous avons un excès d'électricité négative, tandis que l'autre fil est disposé à l'extérieur dans la région où se trouve un excès d'électricité positive; nous aurons, en négligeant l'ionisation produite par le fil, un courant allant de la partie extérieure chaude à la partie intérieure froide à travers le galvanomètre. Mais comme le fil dans la partie extérieure sera certainement porté à l'incandescence, si sa température reste assez basse pour qu'il y ait seulement production d'ions positifs à sa surface, il y aura de ce fait un courant électrique allant de la partie chaude à la partie froide à travers la flamme, et par suite en sens inverse du précédent. Si la température du fil s'élève suffisamment pour qu'il y ait production de plus d'ions négatifs que d'ions positifs, l'incandescence du fil aura pour effet d'accroître, au lieu de le diminuer, le courant provoqué par la flamme elle-même. Nous voyons ainsi que les courants varieront d'une façon complexe avec la température. Nous renvoyons le lecteur, pour un exposé des divers phénomènes de courants que l'on peut ainsi obtenir à partir des flammes, ainsi que pour leurs autres propriétés électriques, aux Mémoires de Erman ⁽¹⁾, Hankel ⁽²⁾, Hittorf ⁽³⁾, Braun ⁽⁴⁾, Herwig ⁽⁵⁾ et plus spécialement à celui de Giese ⁽⁶⁾, qui le premier suggéra l'hypothèse que la conductibilité électrique dans les gaz chauds et les flammes était due au mouvement des ions chargés répandus à leur intérieur. Un exposé très complet de ces recherches est donné dans *Elektricität* de Wiedmann, t. IV, Chap. 4.

(1) ERMAN, *Gilbert. Ann.*, t. XI, 1802, p. 150; t. XXII, 1806, p. 14.

(2) HANKEL, *Pogg. Ann.*, t. LXXXI, 1850, p. 213; t. CVIII, 1859, p. 146.

(3) HITTORF, *Pogg. Ann.*, t. CXXXVI, 1869, p. 197; Jubbeld, 1874, p. 430.

(4) BRAUN, *Pogg. Ann.*, t. CLIV, 1875, p. 481.

(5) HERWIG, *Wied. Ann.*, t. I, 1877, p. 516.

(6) GIESE, *Wied. Ann.*, t. XVII, 1882, pp. 1, 236, 519; t. XXXVIII, 1889, p. 403.

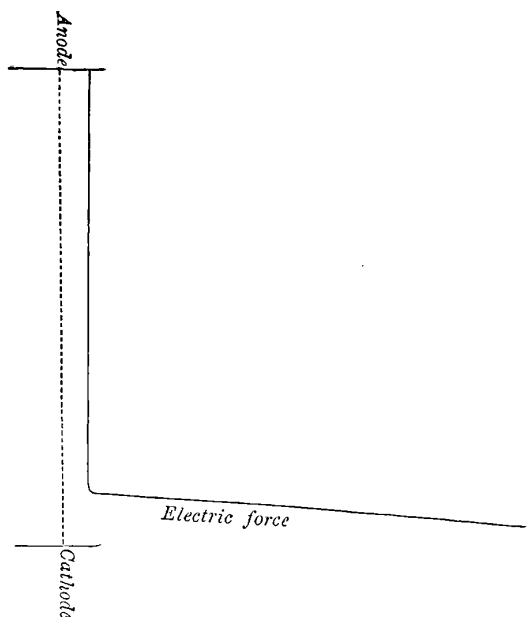
Passage de l'électricité à travers les flammes.

122. Le passage de l'électricité à travers les flammes a été étudié par Arrhénius ⁽¹⁾, H.-A. Wilson ⁽²⁾, Marx ⁽³⁾, Starke ⁽⁴⁾, Moreau ⁽⁵⁾, Stark ⁽⁶⁾, Tufts ⁽⁷⁾, et Tufts et Stark ⁽⁸⁾. Les particularités les plus importantes que l'on rencontre dans cette étude sont les suivantes.

Distribution de l'intensité électrique entre les électrodes.

On a un champ électrique très intense au voisinage de l'électrode négative et un champ uniforme faible entre les électrodes. Le champ

Fig. 55.



au voisinage de l'électrode positive, quoique moins intense que près

(1) ARRHÉNIUS, *Wied. Ann.*, t. XLIII, 1891, p. 18.

(2) H.-A. WILSON, *Phil. Trans., A.*, t. CXCII, 1899, p. 499; *Proceedings Physical Society*.

(3) MARX, *Ann. der Phys.*, t. II, 1900, p. 768, 798; *Verh. d. D. Phys. Gesells.*, t. V, 1903, p. 441.

(4) STARK, *Verh. d. Phys. Ges.*, t. V, 1903, p. 364; t. VI, 1904, p. 333.

(5) MOREAU, *Ann. de Chimie et de Physique*, 7^e série, t. XXX, 1903, p. 1.

(6) STARK, *Physik. Zeitsch.*, t. V, 1904, p. 83.

(7) TUFTS, *Physik. Zeitsch.*, t. V, 1904, p. 76.

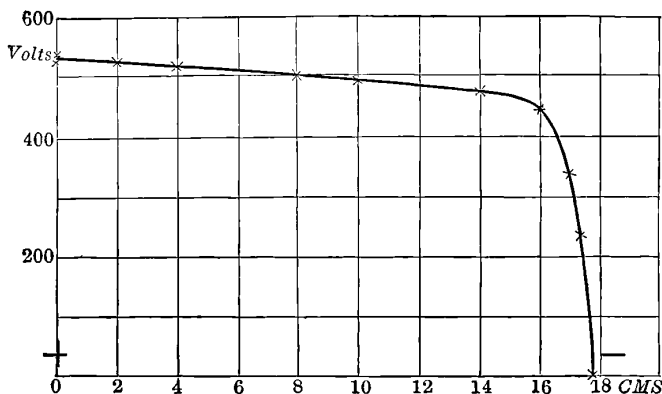
(8) TUFTS et STARK, *Physik. Zeitsch.*, t. V, 1904, p. 248.

de l'électrode négative, l'est plus cependant qu'à une certaine distance de l'une ou de l'autre. La distribution de l'intensité du champ électrique est du type représenté figure 55.

La figure 56 représente la distribution du potentiel électrique déterminée par H.-A. Wilson entre des électrodes distantes de 18^{cm} dans la longue flamme donnée par un brûleur à tube de quartz. La différence de potentiel entre les électrodes était de 550 volts, et on put observer au voisinage de la cathode une chute de potentiel de 450 volts.

Si X représente l'intensité électrique au point *x*, *q* la valeur de l'ionisation par unité de volume, *k*₁, *k*₂ les mobilités des ions positifs

Fig. 56.



et négatifs, *m*, *n* leurs nombres respectifs par unité de volume, nous avons, d'après l'équation (7), page 85,

$$\frac{d^2 X^2}{dx^2} = 8\pi e (q - xnm) \left(\frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right).$$

Puisque X est constant tout le long de la flamme, $\frac{d^2 X^2}{dx^2}$ s'annule; par suite,

$$q = xnm.$$

Ainsi l'ionisation équilibre la recombinaison; la recombinaison se produisant certainement dans la flamme, il s'ensuit qu'il doit y avoir ionisation à son intérieur.

Dans la première édition de cet Ouvrage, j'avais exposé cette manière de voir, d'après laquelle la plus grande partie de l'ionisation se produisait dans le voisinage immédiat des électrodes incandescentes. Elle expliquait entièrement quelques-uns des résultats obtenus par

H.-A. Wilson ⁽¹⁾ et ce fait particulier que pour de grandes différences de potentiel le courant est indépendant de la distance entre les électrodes. En supposant au contraire que la grande différence de potentiel était capable de saturer le courant, on se heurterait à cette contradiction de l'existence d'une ionisation uniforme à travers la flamme. Avec une telle ionisation le courant de saturation aurait été proportionnel à la distance entre les électrodes. Or les résultats précédents montrent que, même lorsque la différence de potentiel est grande, le champ électrique est faible, sauf au voisinage de la cathode; il n'est donc pas, le long de la flamme, voisin de la saturation. Nous avons recherché au § 48 la relation entre le courant et la différence de potentiel dans le cas où la mobilité de l'ion négatif est beaucoup plus grande que celle de l'ion positif. Comme tel est le cas des flammes, l'équation (7) du § 48 nous donne

$$(1) \quad X^2 = \frac{\alpha i^2}{qe^2 k_2^2} + \frac{\alpha i(i - i_0)}{qe^2 k_1 k_2} \varepsilon - \frac{8\pi e^2 q k_2}{i\alpha} x,$$

i_0 étant le nombre de corpuscules émis par seconde et par unité d'aire par la cathode incandescente, x la distance de la cathode au point où l'intensité électrique est X .

Cette équation représente une distribution de l'intensité électrique analogue à celle que l'on rencontre dans les flammes. Le premier terme de droite représente le champ uniforme, le second terme la partie variable au voisinage de la cathode; k_1 mobilité de l'ion positif étant faible devant k_2 mobilité de l'ion négatif, nous voyons que, sauf si i_0 est presque égal à i , la force électrique près de la cathode pour $x=0$ sera grande comparée à celle qui existe dans la partie uniforme du champ.

Si nous comparons cette formule avec les résultats des expériences de H.-A. Wilson, nous sommes conduits à conclure que, loin d'être en excès près de la cathode, l'ionisation y est moindre que dans le corps de la flamme. Prenons comme exemple le cas de la figure 56. La force électrique dans la partie uniforme du champ était d'environ 8 volts par centimètre, ou bien, les quantités entrant dans l'équation (1) étant supposées exprimées en unités électrostatiques, de $\frac{8}{300}$. Le courant entre les électrodes constituées par des disques de 1^{cm} de diamètre était égal à $270 \times 8,8 \cdot 10^9$ ampères. Le courant par unité d'aire était donc, en unités électrostatiques, $\frac{1}{\pi} \times 270 \times 8,8 \times 3$.

(1) H.-A. WILSON, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. X, 1905, p. 476.

Nous avons, par suite,

$$\frac{8}{300} = \left(\frac{\alpha}{qe^2}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{k_2} \frac{4}{\pi} 270 \times 8,8 \times 3,$$

donc approximativement

$$\left(\frac{\alpha}{qe^2}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{k_2} = \frac{\pi}{4 \times 27 \times 10^4}.$$

L'exposant du terme exponentiel est $\frac{8 \pi e^2 q^{k_2}}{iz} x$; substituant les valeurs de i et $\frac{\alpha}{qe^2}$, nous obtenons $\frac{324 \times 10^6}{k_2} x$.

Or Wilson a montré que la mobilité de l'ion négatif est d'environ 1000 cm:sec; k_2 est la vitesse sous l'unité de force électrostatique, c'est-à-dire 300 volts par centimètre, soit $k_2 =$ environ 3×10^5 . Substituons cette valeur de k_2 , nous trouvons que le terme exponentiel est égal à ε^{-1080x} ; avec une telle valeur, le champ deviendra pratiquement uniforme, à une distance de la cathode qui ne dépasse pas une très faible fraction de millimètre. En jetant un coup d'œil sur la figure 56, on voit que la partie variable du champ s'étend jusqu'à près de 1^{cm} de la cathode, résultat qui ne concorde pas avec la représentation par le terme ε^{-1080x} . Nous avons supposé que la valeur de q dans le terme exponentiel était égale à celle qui figure dans le terme constant.

Si l'ionisation varie d'un point à un autre, ceci ne sera pas vérifié. La valeur de q dans l'exposant correspond à l'ionisation au voisinage de la cathode. Si elle est inférieure, en ce point, à celle qui existe dans le corps de la flamme, l'exposant du terme exponentiel aura une valeur moindre que celle que nous venons de calculer. De plus, l'électrode conduira la chaleur en dehors de la flamme, et par suite contribuera à la refroidir. Le processus de l'ionisation est analogue à la dissociation d'un gaz diatomique en ses atomes, et l'expression qui représente cette dissociation contient un facteur $e^{-\frac{a}{\theta}}$, θ étant la température absolue; ce facteur varie par suite très rapidement avec cette dernière. Un refroidissement relativement faible du gaz au voisinage de la cathode provoquera une grande diminution de la valeur de q ; il diminuera ainsi l'exposant du terme exponentiel dans (1) et accroîtra l'épaisseur de la partie variable du champ électrique. Nous avons vu page 95 que l'équation (1) conduisait à la relation suivante entre V , différence de potentiel entre les plaques, i courant traversant

l'unité d'aire et l distance entre les électrodes,

$$(2) \quad V = \frac{il}{k_2} \left(\frac{\alpha}{qe^2} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{i\sqrt{i(i-i_0)}}{k_1^{\frac{1}{2}} k_2^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{8\pi} \left(\frac{\alpha}{qe^2} \right)^{\frac{3}{2}}.$$

Si i_0 est faible devant i , cette équation devient

$$(3) \quad V = \frac{il}{k^2} \left(\frac{\alpha}{qe^2} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{i^2}{8\pi k_1^{\frac{1}{2}} k_2^{\frac{3}{2}}} \left(\frac{\alpha}{qe^2} \right)^{\frac{3}{2}}.$$

Le premier terme représente la chute de potentiel dans le corps de la flamme; il est proportionnel au courant; le second, la chute de potentiel à la cathode, il est proportionnel au carré du courant. H.-A. Wilson a montré que l'on peut représenter avec une grande approximation la relation entre la différence de potentiel et le courant par une expression de la forme

$$V = A i + B i^2.$$

Conductibilité des gaz renfermant des vapeurs salines.

123. Quand on introduit dans une flamme des vapeurs de sels, la conductibilité entre les électrodes métalliques est très grandement accrue et les propriétés électriques sont plus simples et plus régulières que dans le cas des flammes pures. Arrhénius ⁽¹⁾ et Wilson ⁽²⁾ ont recherché les lois auxquelles obéit le courant électrique à travers ces flammes chargées de sel.

La méthode imaginée par Arrhénius et adoptée par Wilson pour introduire le sel dans la flamme était la suivante. Une solution du sel était pulvérisée en gouttes extrêmement fines par un pulvérisateur Gouy. Les gouttelettes se trouvaient bien mélangées avec le gaz d'éclairage en allant au brûleur; dans la flamme, l'eau s'évaporait et le sel se vaporisait. On déterminait la quantité de sel fournie à la flamme dans l'unité de temps en déterminant la vitesse de vaporisation d'un grain de sel introduit dans une flamme égale et semblable et produisant la même coloration que celle qui était due aux gouttelettes dans la flamme primitive. Les sels employés étaient principalement des haloïdes et des oxydes de métaux alcalins et alcalino-terreux. On déterminait la part de conductibilité due au sel en retranchant du courant observé, lorsque le sel était dans la flamme, le courant que

(1) ARRHÉNIUS, *Wied. Ann.*, t. XLII, 1891, p. 18.

(2) H.-A. WILSON, *Phil. Trans.*, A, t. CXLII, 1899, p. 499.

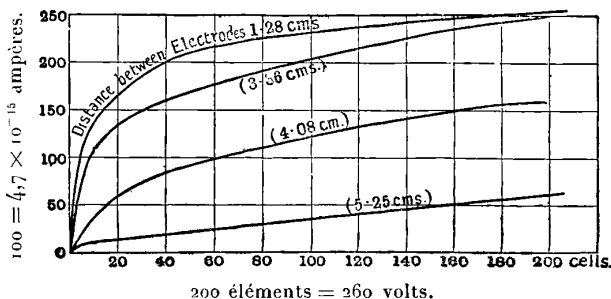
l'on obtenait dans la flamme pure. On trouva, lorsque la concentration des solutions était faible, que des solutions équivalentes ⁽¹⁾ de tous les sels du même métal communiquaient la même conductibilité à la flamme. Ceci n'est plus exact avec une concentration plus forte; les oxydes donnent une conductibilité plus grande que les sels haloïdes. Suivant Arrhénius, tous les sels sont transformés en hydroxydes dans la flamme; quel que soit donc le sel employé, le métal s'y présente toujours dans la même combinaison.

La figure 57, extraite d'un Mémoire de Wilson, représente la relation entre le courant et la force électromotrice.

Dans un Mémoire postérieur, Wilson a reconnu que ces courbes étaient des paraboles.

Lorsqu'on produit dans une flamme une vapeur saline avec une

Fig. 57.



pincée de sel déposée sur un fil de platine, on a une action très faible sur le courant lorsqu'on place le sel dans le corps de la flamme; on a au contraire un accroissement très considérable de ce dernier lorsqu'on dispose le sel au voisinage de la cathode. Ceci ne signifie pas nécessairement que la vapeur saline est ionisée seulement près de la cathode; nous avons vu en effet, page 99, que l'on observerait le même phénomène si l'ionisation était uniforme dans toute la flamme et si, comme c'est ici le cas, la mobilité de l'ion négatif était beaucoup plus grande que celle de l'ion positif.

La distribution électrique est ici telle, qu'un accroissement de l'ionisation produit un effet peu marqué, sauf au voisinage de la cathode. Une expérience due à H.-A. Wilson montre très nettement que la présence d'une vapeur saline à l'intérieur de la flamme accroît

(1) On entend par solutions équivalentes des solutions renfermant par litre un poids de sel proportionnel au poids moléculaire de ce dernier.

notablement l'ionisation. Il mesura la différence de potentiel entre deux points voisins a et b dans une flamme pure et la trouva égale à environ 1,6 volt par centimètre. Il introduisit alors une pincée de sel dans la flamme et trouva que, bien qu'il n'y ait pas eu de modification appréciable du courant, la force électromotrice était tombée à une très faible fraction de volt par centimètre. La force électromotrice étant égale à

$$\frac{i}{k_2} \sqrt{\frac{x}{qe^2}},$$

ce résultat indiquerait que la valeur de q dans une flamme salée doit être égale à plusieurs centaines de fois celle qu'elle atteint dans une flamme pure.

Si nous écrivons l'équation (3) sous la forme

$$V = \frac{iL}{q^2} \left(\frac{x}{k_2^2 e^2} \right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{i}{q^2} \right) \frac{1}{q^2} \left(\frac{x}{k_2 e^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{8\pi k_1^2},$$

nous voyons que, lorsque V est constant, $\frac{i}{q^2}$ doit croître lorsque q s'accroît et que pour de grandes valeurs de i , i variera approximativement comme $q^{\frac{3}{2}}$. Puisque $\frac{i}{q^2}$ croît avec q , nous voyons que pour une différence de potentiel constante, l'intensité électrique dans le corps de la flamme croîtra avec q , tandis que la chute de potentiel à la cathode diminuera. C'est ainsi que le gradient de potentiel dans la partie de la flamme où il est uniforme sera plus élevé dans une flamme salée que dans une flamme pure, tandis que la chute cathodique de potentiel sera moindre. Nous voyons ainsi que l'épaisseur de la couche voisine de la cathode, là où la force électrique est variable, est plus mince dans une flamme salée que dans une flamme pure; la partie uniforme du champ se rapproche donc de la cathode.

Tufts (1) a montré que, si on recouvre la cathode avec de la chaux, on réduit beaucoup la chute de potentiel. Ceci est dû sans doute à ce que, comme Wehnelt l'a montré, la chaux incandescente émet une grande quantité de corpuscules; par suite, i_0 dans l'équation (2), page 236, peut être comparable à i , et par suite la chute cathodique de potentiel sera faible si on la compare à celle que l'on observe lorsque $i_0 = 0$.

(1) Tufts, *Physik. Zeitsch.*, V, 1904, p. 76.

Conductibilité donnée à la flamme par les sels de différents métaux alcalins dans les mêmes conditions de température, de différence de potentiel et de concentration.

Les sels de césium donnent la plus forte conductibilité; puis suivent par ordre ceux de rubidium, potassium, sodium, lithium et hydrogène. L'ordre des conductibilités est le même que celui des poids atomiques; la différence entre les métaux est très grande, comme le montre le Tableau suivant, donné par H.-A. Wilson.

Différence de potentiel.	Chlorures.			Nitrates.		
	5,60	0,795	0,237	5,60	0,795	0,237
	Courant.			Courant.		
Césium	123	60,5	22,2	303	115	36,6
Rubidium	41,4	26,4	11,3	213	82,4	25,9
Potassium	21,0	13,4	5,75	68,4	29,3	9,35
Sodium	3,49	2,45	1,15	3,88	2,67	1,32
Lithium	1,29	0,87	0,41	1,47	0,99	0,53
Hydrogène	0,75	"	0,27	"	"	"

Variation de la conductibilité avec la concentration de la solution.

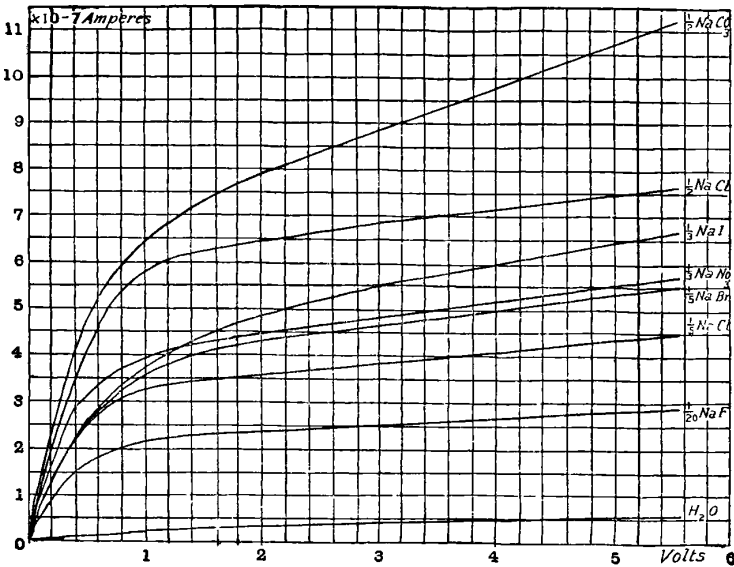
125. Arrhénius arriva à cette conclusion que, si on considère les mêmes sels, la conductibilité est proportionnelle à la racine carrée de la concentration.

D'après H.-A. Wilson au contraire, on doit, dans le cas des oxysels, réduire entre des limites restreintes l'application de cette loi simple, et même, dans le cas des sels haloïdes, elle ne s'accorde qu'approximativement avec l'expérience.

Si nous nous reportons à la théorie générale de la conduction à travers un gaz ionisé, nous trouvons que la conductibilité, quand le courant est loin de la saturation, est proportionnelle à $q^{\frac{1}{2}}$, q étant le nombre d'ions produits par seconde dans 1^{cm} de gaz, tandis que pour des courants plus intenses elle est proportionnelle à $q^{\frac{3}{4}}$. Dans le cas d'un sel, q sera proportionnel au nombre de molécules de sel par centimètre cube de gaz et par suite proportionnel à la concentra-

tion de la solution. Les courbes données figure 58, tirées des Mémoires

Fig. 58.



de Smithells, Dawson et Wilson ⁽¹⁾, montrent les variations du courant avec la concentration pour une série de sels.

Mobilité des ions.

126. La mobilité des ions dans les flammes contenant des vapeurs salines a été déterminée par H.-A. Wilson ⁽²⁾, qui se servit d'une méthode dont le principe est le suivant. Supposons que dans une flamme nous ayons deux électrodes disposées verticalement l'une au-dessous de l'autre et que nous introduisions un fragment de sel juste au-dessous de l'électrode supérieure; la vapeur provenant de ce grain de sel sera entraînée vers le haut par le courant vertical du gaz, et, à moins que les ions de la vapeur saline ne soient entraînés vers le bas par le champ électrique qui existe entre les électrodes, aucun d'eux n'atteindra l'électrode inférieure. Si les ions provenant du sel n'atteignent pas l'électrode, la présence de ce dernier n'affectera pas le courant entre

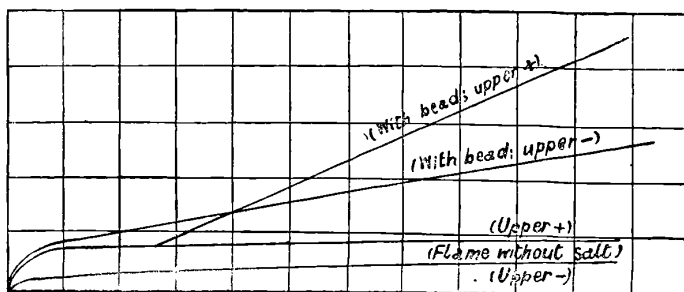
⁽¹⁾ SMITHELLS, DAWSON et WILSON, *Phil. Trans., A.*, t. CXCI, 1900, p. 89.

⁽²⁾ H.-A. WILSON, *Phil. Trans., A.*, t. CXCI, 1899, p. 499.

elles. Ainsi, quand la différence de potentiel sera faible, l'introduction du sel n'accroîtra pas le courant. Mais, aussitôt que la force électrique entre les électrodes sera suffisante pour entraîner un des ions de la flamme en sens inverse du courant gazeux, la présence du grain de sel accroîtra le courant. La courbe de la figure 59, tirée d'un Mémoire de Wilson, donne une représentation de ce fait.

Nous voyons que, lorsque l'électrode supérieure est positive, la présence du grain de sel n'accroît pas le courant tant que la différence

Fig. 59.



de potentiel entre les électrodes n'atteint pas environ 100 volts, tandis que pour des différences de potentiel plus élevées elle donne lieu à un accroissement notable du courant. Ainsi, avec une différence de potentiel de 100 volts entre les électrodes, la plus petite force électrique existant dans l'espace traversé par l'ion devait juste suffire à donner à l'ion positif une vitesse dirigée vers le bas et égale à la vitesse dirigée vers le haut des gaz dans la flamme. Puisque le champ électrique n'est pas uniforme entre les électrodes (*voir* p. 225), il est nécessaire de déterminer la distribution du potentiel entre elles pour connaître la force électrique minima; lorsque cette dernière est connue ainsi que la vitesse verticale des gaz dans la flamme, on peut déterminer la vitesse des ions que renferme cette dernière sous une différence de potentiel connue. Par cette méthode et par d'autres semblables, Wilson déduisit les valeurs suivantes des mobilités.

Dans une flamme dont on estimait la température à environ 2000° C., la mobilité de l'ion négatif, quels que soient les sels introduits dans la flamme, était d'environ 1000 cm : sec.

Les mobilités des ions positifs des sels de cæsium, rubidium, potassium, sodium et lithium étaient toutes égales et avaient pour valeur environ 62 cm : sec.

Dans un courant d'air chaud dont on estimait la température à

environ 1000° C., on obtint les résultats suivants pour les valeurs des mobilités :

Ions négatifs.....	26	cm : sec
Ions positifs des sels de Li, Na, K, Rb et Cs..	7,2	»
Ions positifs des sels de Ba, Sr et Ca.....	3,8	»

Les valeurs absolues doivent être considérées seulement comme approximatives ; mais les valeurs relatives sont probablement beaucoup plus exactes.

Les mobilités sont beaucoup moindres à 1000° C. qu'à 2000° C. Mais nous remarquons que la plus faible mobilité de l'ion négatif est seulement $\frac{1}{30}$ de la plus grande, alors que la mobilité de l'ion positif pour la même chute de température est réduite seulement de $\frac{1}{8,3}$ de sa valeur.

Ces déterminations des mobilités jettent quelque lumière sur le caractère des ions. Supposons que e soit la charge électrique de l'un d'eux, X la force électrique agissant sur lui ; la force mécanique est égale à Xe ; si λ est son libre parcours moyen, v sa vitesse de translation, le temps qui s'écoule entre deux collisions est $\frac{\lambda}{v}$, et pendant ce temps la force qui agit sur l'ion lui imprimera dans sa direction une vitesse égale à $\frac{Xe\lambda}{vm}$, m étant sa masse. La vitesse moyenne parallèlement à X , et due à la force électrique, sera par suite $\frac{Xe\lambda}{2vm}$, et ce sera là la vitesse avec laquelle l'ion se déplacera dans le gaz sous l'action de cette dernière. Le fait que l'on trouve des vitesses égales pour tous les ions négatifs, quelle que soit leur origine, peut sembler indiquer, comme Arrhénius le supposait, que tous les sels sont convertis en hydroxydes dans la flamme et que l'ion négatif dans ce cas est le radical oxyhydrile. Calculons quelle serait dans cette hypothèse la mobilité de l'ion négatif à la température de 2000° C. Nous ne connaissons pas le parcours moyen de OH dans un mélange de gaz d'éclairage et d'air ; mais le parcours moyen de la molécule d'hydrogène dans l'hydrogène à 0° C. et à la pression atmosphérique est égal à $1,8 \times 10^{-5}$ centimètre, et le parcours moyen de l'oxygène dans l'oxygène dans les mêmes conditions est $1,06 \times 10^{-5}$ centimètre. Nous pouvons comme grossière approximation prendre pour parcours moyen de OH dans le mélange la valeur $1,4 \times 10^{-5}$ à 0° C. ; à 2000° C. λ , parcours moyen, sera égal à ce nombre multiplié par $\frac{227^3}{27^3}$, c'est-à-dire $1,2 \times 10^{-4}$. Pour obtenir la valeur de v , nous nous rappellerons que mv^2 est le même pour tous les gaz à la même température, tandis

que pour des températures différentes il est proportionnel à la température absolue.

Pour O ² à 0° C.....	$\nu = 4,25 \times 10^4$ cm : sec
Donc pour OH à 0° C...	$\nu = 5,6 \times 10^4$ »
Pour OH à 2000° C.....	$\nu = 1,6 \times 10^5$ »

$\frac{e}{m}$ pour OH est égal à $1,1 \times 10^3$. Substituant ces valeurs dans l'expression de $\frac{Xe\lambda}{2\nu m}$ et posant $X = 10^8$, nous trouvons comme valeur de la mobilité 37 cm : sec. La mobilité réelle est, comme nous l'avons vu, de 1000 cm : sec. Nous en concluons que le radical OH ne peut être considéré comme le véhicule de l'électricité négative. La grande mobilité que l'on observe pour les ions négatifs à ces hautes températures entraîne comme conclusion qu'ils débutent comme corpuscules et sont graduellement alourdis par les molécules qui se condensent autour d'eux; à des températures aussi élevées que 2000°, le temps durant lequel ils existent à l'état corpusculaire est une fraction appréciable de leur vie. Tant qu'ils sont libres, ils ont une vitesse extrêmement grande, et par suite, tout en étant énormément réduite quand ils deviennent le noyau d'une agglomération, leur mobilité moyenne reste très considérable. Aux basses températures, la condensation des molécules sur eux se produit beaucoup plus tôt; leur mobilité moyenne est donc plus faible.

Le fait que dans le même champ électrique les mobilités des ions positifs de tous les sels univalents sont les mêmes montre qu'ils deviennent ainsi le noyau de groupements dont la grandeur ne dépend que de leur charge; puisque les mobilités des ions positifs dans le cas des métaux divalents, tout en étant égales entre elles, sont inférieures à celles des ions positifs des métaux monovalents, nous en concluons que les ions divalents deviennent des centres d'agglomérations plus complexes que celles qui se forment autour des ions monovalents.

Des déterminations des mobilités des ions dans les flammes ont été faites également par Marx (1). Il trouva pour la mobilité de l'ion négatif la même valeur que Wilson, c'est-à-dire 1000 cm : sec. Il obtint cependant pour les ions positifs sous le même gradient de potentiel des valeurs considérablement plus grandes que Wilson, soit 200 cm : sec, au lieu de 62 cm : sec. Un calcul analogue à celui qui vient d'être donné pour la mobilité du radical OH montre qu'une

(1) MARX. *Ann. der Physik*, t. II, 1900, p. 768.

mobilité de 200 cm : sec est du même ordre de grandeur que la mobilité à 2000° d'un atome d'hydrogène dans un champ électrique.

Moreau (1) détermina les mobilités des ions dans les flammes à des températures variant de 1600° à 1700°; il trouva la mobilité des ions positifs égale à 80^m par seconde. Il trouva que la mobilité de l'ion négatif était d'autant plus grande que le poids atomique du métal entrant dans le sel était plus faible, du moins, tant que la quantité de sel dans la flamme était petite.

Force électromotrice transversale produite par un champ magnétique agissant sur une flamme qui transporte un courant.

127. Si un courant électrique circule à travers une flamme parallèlement à la direction de l'axe des x , et si l'on applique une force magnétique à angle droit sur cette direction, c'est-à-dire parallèlement à l'axe des y , il prend naissance une force électromotrice transversale à angle droit à la fois sur les axes des x et des y . Cette force électromotrice a été découverte et mesurée par Marx (2). L'explication générale de cet effet, qui est analogue à l'effet Hall dans les métaux, est aisée, mais le calcul de sa grandeur, sauf dans quelques cas particuliers, est rempli de difficultés.

Comme il y a un courant parallèle à x à travers la flamme, le sens moyen de marche des ions positifs sera cet axe, soit par exemple la direction positive de l'axe des x . Les ions négatifs vont en sens inverse. Soient V la vitesse moyenne des ions positifs, V' la vitesse moyenne des ions négatifs. Ceux-ci, se mouvant dans un champ magnétique où la force H est parallèle à Oy , seront soumis à des forces mécaniques tendant à les déplacer dans une même direction, cette direction étant parallèle à Oz , c'est-à-dire à angle droit à la fois sur les axes des x et des y . Les grandeurs des forces mécaniques agissant sur les ions positifs et négatifs seront respectivement HeV et HeV' , e étant la charge d'un ion. Le déplacement des ions sous l'influence de ces forces, si V n'est pas égal à V' , produira à travers la flamme un courant électrique parallèle à z . Mais si les ions ne peuvent s'échapper dans cette direction, le courant s'arrêtera bientôt, lorsque leur accumulation produira une contre-pression et un champ élec-

(1) MOREAU, *Journal de Physique*, 4^e série, t. II, p. 558; *Ann. de Chim. et de Physique*, 7^e série, t. XXX, p. 5.

(2) MARX, *Ann. der Phys.*, t. II, 1900, p. 798.

trostatique contre-balançant l'action des forces mécaniques produites par le champ magnétique.

Nous allons procéder maintenant à la recherche des équations donnant la perturbation produite par le champ magnétique. Ces équations ne sont pas particulières au cas des flammes, mais s'appliquent à tous les cas de conduction électrique dans un gaz contenant des ions.

Prenons comme axe des x la direction du courant primitif, c'est-à-dire du courant avant l'application de la force magnétique.

Supposons que la force magnétique agisse vers le bas, à angle droit sur le plan du papier. La force agissant sur les ions sera située dans ce plan, et à angle droit sur l'axe des x . Nous prendrons sa direction comme axe des z .

Soient

H l'intensité de la force magnétique;

X, Z les composantes de la force électrique parallèles respectivement aux axes des x et des z ;

u, ν les mobilités des ions positifs et négatifs;

p_1, p_2 les pressions en un point dues respectivement aux ions positifs et négatifs;

m, n les nombres d'ions positifs et négatifs par centimètre cube en ce point.

Nous supposerons que ces ions se comportent comme un gaz parfait; nous aurons donc

$$p_1 = Rm, \quad p_2 = Rn,$$

R étant une constante proportionnelle à la température absolue.

Considérons d'abord les ions positifs; leur vitesse parallèlement à l'axe des x est Xu ; par conséquent, la force mécanique agissant sur l'un d'eux parallèlement à Oz et due au champ magnétique sera $euXH$. La force due au champ électrique est Ze , et la force agissant sur les ions compris dans 1 cm^3 de gaz et ayant pour origine les variations de pression en différents points du champ sera égale à $-\frac{dp_1}{dz}$; par conséquent, la force totale parallèle à Oz , agissant sur les ions positifs renfermés dans l'unité de volume du gaz, sera égale à

$$-\frac{dp_1}{dz} + me(uXH + Z),$$

et le nombre de ceux qui traversent dans l'unité de temps une sur-

face de r^{cm} à angle droit sur l'axe des z sera égal à

$$\frac{u}{e} \left[-\frac{dp_1}{dz} + me(uXH + Z) \right];$$

de même, le flux parallèle à x sera égal à

$$\frac{u}{e} \left[-\frac{dp_1}{dx} + me(-uZH + X) \right],$$

ou, si nous négligeons les termes dépendant de H^2 , on peut négliger le terme uzH , le flux parallèle à Ox sera donné par

$$\frac{u}{e} \left(-\frac{dp_1}{dx} + meX \right).$$

De même, le flux d'ions négatifs parallèle à Oz sera égal à

$$\frac{v}{e} \left[-\frac{dp_2}{dz} + ne(vXH - Z) \right],$$

et le flux parallèle à Ox sera

$$\frac{v}{e} \left(-\frac{dp_2}{dx} - neX \right).$$

Soient q le nombre d'ions produits par centimètre cube et par seconde, αnm le nombre d'ions qui se recombinaient par seconde et par centimètre cube; nous obtenons à partir de l'équation de continuité, lorsque le régime permanent est établi,

$$\begin{aligned} \frac{u}{e} \frac{d}{dz} \left[-\frac{dp_1}{dz} + me(uXH + Z) \right] + \frac{u}{e} \frac{d}{dx} \left(-\frac{dp_1}{dx} + meX \right) &= q - \alpha mn. \\ \frac{v}{e} \frac{d}{dz} \left[-\frac{dp_2}{dz} + ne(vXH + Z) \right] + \frac{v}{e} \frac{d}{dx} \left(-\frac{dp_2}{dx} - neX \right) &= q - \alpha mn. \end{aligned}$$

Nous avons de plus, en unités électrostatiques,

$$\frac{dX}{dx} + \frac{dZ}{dz} = 4\pi e(m - n)$$

et

$$\frac{dX}{dz} - \frac{dZ}{dx} = 0.$$

Puisque $p_1 = Rm$, $p_2 = Rn$, nous avons autant d'équations que de variables, p_1 , p_2 , m , n , X , Z . La solution dépendra toutefois beaucoup des conditions aux limites; aussi, une solution est donnée par $Z = 0$, p_1 et p_2 constants, X indépendant de Z et ayant même valeur que lorsque la force magnétique est nulle; mais ceci entraîne l'existence d'un flux transversal d'ions positifs égal à mu^2XH , d'ions négatifs égal à nv^2XH , et ne s'accorde pas avec un état stable, à moins que les courants transversaux d'ions ne puissent de quelque

manière s'échapper. Si cela n'est pas possible, le flux d'ions parallèle à z doit s'annuler à la limite du gaz. Supposons qu'il s'évanouisse dans le gaz. Nous avons alors

$$(1) \quad -\frac{dp_1}{dz} + me(uXH + Z) = 0,$$

$$(2) \quad -\frac{dp_2}{dz} + ne(vXH - Z) = 0.$$

Posant $p_1 = Rm$, $p_2 = Rn$ et $(m - n)e = \rho$, nous avons, d'après (1) et (2),

$$(3) \quad \frac{R}{e} \frac{d\rho}{dz} = eXH(mu - nv) + Ze(m + n),$$

et puisque, en revenant aux unités électromagnétiques,

$$4\pi \frac{d\rho}{dz} = \frac{1}{V^2} \left(\frac{d^2Z}{dx^2} + \frac{d^2Z}{dz^2} \right),$$

V étant la vitesse de la lumière, (3) devient

$$(4) \quad \frac{R}{4\pi e V^2} \left(\frac{d^2Z}{dx^2} + \frac{d^2Z}{dz^2} \right) = eXH(mu - nv) + Ze(m + n),$$

équation qui détermine Z . Dans le membre de droite, nous pouvons poser pour X , m , n leurs valeurs lorsque $X = 0$, si nous nous bornons à négliger les termes en H^2 .

Or, $V^2 = 9 \times 10^{20}$, $e = 1,1 \times 10^{-20}$ (en unités électromagnétiques), $R = 5 \times 10^{-14}$ dans le cas d'un gaz à 0°C .; (4) peut donc s'écrire

$$1 \times 10^{-16} \left(\frac{d^2Z}{dx^2} + \frac{d^2Z}{dz^2} \right) = eXH(mu - nv) + Ze(m - n).$$

Si la somme des pressions partielles dues aux ions positifs et négatifs était 1 atmosphère, $e(m + n)$ serait égal à 0,5 environ. Nous voyons donc que si la pression des ions est grande devant 10^{-15} atmosphère, et si Z ne varie pas très rapidement avec x , une solution très approchée de (4) sera donnée par

$$(5) \quad Z = \frac{XH(nv - mu)}{m + n},$$

ce qui peut s'écrire

$$Z = \frac{H(i_n - i_p)}{e(m + n)},$$

i_n et i_p étant les courants transportés respectivement par les ions négatifs et par les ions positifs.

Aux points où il n'y a pas d'électricité libre, $m = n$, et dans ce cas (5) devient

$$Z = \frac{1}{2} XH(v - u).$$

Telle est la formule usuelle; mais nous voyons, d'après ce qui précède, qu'elle s'applique seulement à un cas très spécial.

En vaporisant dans une flamme des solutions de concentrations variables, Marx (1) a trouvé des valeurs de $\frac{Z}{\Pi}$ variant de $10,18 \times 10^{-6}$ pour la flamme pure à $3,7 \times 10^{-6}$ pour une solution saturée de KCl. Ce résultat montre que la mobilité de l'ion négatif est supérieure à celle de l'ion positif. Si nous appliquons les formules précédentes, nous trouvons, en admettant que les mesures ont été faites dans une partie de la flamme où il n'y avait pas d'électricité libre, que les mobilités des ions positifs et négatifs variaient de 2036 cm : sec dans le cas de la flamme pure à 740 cm : sec dans le cas de la flamme contenant la solution concentrée. La valeur 940 trouvée par H.-A. Wilson, par des expériences directes, est comprise entre ces limites.

Si les forces électriques et magnétiques sont grandes, on aura, dans le cas où le flux transversal d'ions ne peut s'échapper, des variations très considérables du nombre d'ions dans le gaz; posant $p_1 = Rm$, $p_2 = Rn$, nous obtenons, à partir des équations (1) et (2),

$$R \frac{d}{dz} \log mn = eXH(u + v)$$

ou

$$mn = C\varepsilon^{\frac{eX(u+v)z}{R}},$$

C étant une constante. Pour voir quelle concentration ceci implique, prenons le cas de l'air ionisé par les rayons de Röntgen, la pression étant de $\frac{1}{1000}$ d'atmosphère. $u + v$ étant à la pression atmosphérique égal à 3×10^{-8} cm : sec sera à la pression supposée égal à 3×10^{-5} , si $X = 10$ volts par centimètre, c'est-à-dire 10^9 et $H = 10^2$, puisque $\frac{e}{R} = 4 \times 10^{-7}$, nous voyons que

$$mn = C\varepsilon^{1.2z}.$$

Ainsi, sur une longueur de 1^{cm} parallèlement à Oz, mn triplera environ de valeur. Cette variation du nombre des ions affectera la distribution du courant parallèlement à X. Le courant sera le plus intense là où il aura le plus d'ions et par suite cessera d'être indépendant de z. Cette variation de la valeur du courant peut affecter la distribution du potentiel entre les deux électrodes et introduire ainsi de nouvelles causes de perturbations.

Dans le cas où il n'y a que des ions d'un seul signe, on a une solu-

(1) MARX, *Ann. der Phys.*, t. II, 1900, p. 798.

tion très simple des équations précédentes. Nous voyons en effet que $Z = eXH \nu$, $p_2 = \text{const.}$, X ayant la valeur qu'il a en l'absence de toute force magnétique, satisfont à ces équations.

*Courant maximum pouvant être transporté
par une vapeur saline.*

128. H.-A. Wilson (1) a fait une série d'expériences extrêmement importantes sur le courant maximum que peut transporter une quantité donnée de vapeur saline. Dans ces expériences on ne vaporisait pas la solution dans la flamme, mais dans un courant d'air chauffé par son passage à travers un long tube de platine porté dans un four à la température du jaune brillant. Un petit tube central était disposé suivant l'axe du tube extérieur et l'on mesurait le courant entre eux. Lorsqu'on pulvérisait des solutions décimales, tout en élevant la température du tube et en accroissant la différence de potentiel, on atteignait un point pour lequel aucun accroissement de température ou de différence de potentiel ne produisait d'accroissement dans la valeur du courant. Wilson mesura ce courant limite et le trouva égal à celui qui, passant dans une solution aqueuse du sel, aurait électrolysé par seconde une quantité de sel égale à celle qui était dans le même temps vaporisée dans l'air chaud. Si donc on avait fourni le sel à l'eau avec la même vitesse qu'à l'air chaud, le courant maximum qui aurait traversé la solution aqueuse aurait été le même que celui qui passait à travers l'air. Ceci fut vérifié pour les sels suivants des métaux alcalins : CsCl, CsCo³, RbI, RbCl, CO³Rb², KI, KBr, KF, CO³K², NaI, NaBr, NaCl, CO³Na², LiI, LiBr, LiCl, Co³Li².

(1) H.-A. WILSON, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IV, 1902, p. 207.

CHAPITRE X.

IONISATION PAR LA LUMIÈRE. — EFFETS PHOTOÉLECTRIQUES.

La découverte, faite en 1887 par Hertz (1), que l'incidence de la lumière ultraviolette sur un intervalle explosif facilite le passage de l'étincelle, conduisit immédiatement à une série de recherches dues à Hallwachs (2), Hoor (3), Righi (4) et Stoletow (5) sur l'action de la lumière et spécialement de la lumière ultraviolette sur les corps chargés. Ces recherches montrèrent qu'une surface de zinc récemment polie, si elle était chargée négativement, perdait rapidement sa charge, quelque faible qu'elle fût, quand on faisait tomber sur elle de la lumière ultraviolette; tandis que non chargée elle prenait une charge positive, une électrisation négative se répandant dans le gaz environnant. On fait croître dans de fortes proportions cette électrisation positive en dirigeant contre la surface un fort courant d'air. Si au contraire la surface de zinc était chargée positivement, elle ne perdait en rien sa charge lorsqu'on l'exposait à la lumière. Ce résultat avait été mis en doute. Mais Elster et Geitel (6), après un examen très minutieux du phénomène, montrèrent que la déperdition observée dans certaines circonstances était due à la décharge provoquée par la lumière réfléchie sur la surface du zinc de l'électrisation négative induite sur les conducteurs voisins par la charge positive de la plaque, l'électricité négative sous l'influence du champ allant vers la surface électrisée positivement.

La lumière ultraviolette qui produit ces effets peut être obtenue

(1) HERTZ, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 983.

(2) HALLWACHS, *Wied. Ann.*, t. XXXIII, 1888, p. 301.

(3) HOOR, *Repertorium der Physik*, t. XXV, 1889, p. 91.

(4) RIGHI, *Comptes rendus*, t. CVI, p. 1349; t. CVII, p. 559, 1888.

(5) STOLETOW, *Comptes rendus*, t. CVI, p. 1149, 1593; t. CVII, p. 91; t. CVIII, p. 1241; *Physikalische Revue*, Bd. I, 1892.

(6) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XXXVIII, 1889, p. 40, 497; t. XLI, 1890, p. 161; t. XLII, 1891, p. 564; t. XLIII, 1892, p. 225; t. LII, 1894, p. 433; t. LV, 1895, p. 684.

avec une lampe à arc, avec la flamme du magnésium ou l'étincelle d'une bobine d'induction entre électrodes de zinc ou de cadmium. Les radiations ainsi obtenues sont très riches en rayons ultraviolets. La lumière du soleil n'en renferme pas beaucoup, car ils sont absorbés par l'atmosphère, et elle ne produit pas à beaucoup près des effets aussi intenses que la lumière de l'arc. Elster et Geitel, qui ont recherché avec succès les effets produits par la lumière sur les corps électrisés, ont montré que les métaux les plus électro-positifs perdent des charges négatives même quand on les expose simplement à la lumière du jour. Ils trouvèrent que les amalgames de sodium et de potassium, enfermés dans un vase de verre, perdaient une charge négative à la lumière du jour, bien que les parois du vase arrêtent la petite quantité de rayons ultraviolets pouvant rester dans la lumière après son passage à travers l'atmosphère. En employant le sodium et le potassium eux-mêmes au lieu de leurs amalgames, ou, ce qui est encore préférable pour beaucoup d'expériences, l'alliage liquide obtenu en les mélangeant dans les proportions de leurs poids atomiques, ils trouvèrent qu'il y avait décharge de l'électricité négative sous l'influence de la lumière d'une lampe à pétrole, alors qu'avec le rubidium, métal encore plus électro-positif, la lumière émise par une baguette de verre portée au rouge pouvait provoquer la décharge de l'électricité négative.

Ils trouvèrent cependant que l'œil est plus sensible que le rubidium, car on ne pouvait mettre de décharge en évidence à un moment où la radiation émise par la baguette de verre était encore visible. J'ai trouvé plus tard cependant que des métaux électro-positifs, comme le rubidium, émettent de l'électricité positive dans l'obscurité, surtout quand il y a des traces d'hydrogène.

Elster et Geitel rangèrent les métaux dans l'ordre suivant, au point de vue de leur pouvoir d'émettre de l'électricité négative :

Rubidium.

Potassium.

Alliage de sodium et de potassium.

Sodium.

Lithium.

Magnésium.

Thallium.

Zinc.

Avec le cuivre, le platine, le plomb, le fer, le cadmium, le carbone et le mercure, les effets obtenus avec la lumière ordinaire étaient trop faibles pour pouvoir être observés. L'ordre dans lequel on peut

classer les métaux d'après cette propriété est le même que celui des séries de Volta relatives à l'électricité de contact; les métaux les plus électro-positifs donnent lieu aux effets photo-électriques les plus intenses. Beaucoup de substances autres que les métaux émettent de l'électricité négative sous l'action de la lumière ultraviolette. On trouvera des listes de ces substances dans les Mémoires de C.-G. Schmidt⁽¹⁾ et de O. Knoblauch⁽²⁾. Parmi les substances les plus actives au point de vue photo-électrique, se trouvent le spath fluor, dont les diverses variétés colorées présentent cette propriété à des degrés variables, les sulfures d'antimoine, de plomb, d'arsenic, de manganèse, d'argent et d'étain (les sulfates ne présentent pas cette propriété), l'hydroxyde d'étain, l'iode de plomb, beaucoup de couleurs d'aniline à l'état solide.

L'eau pure n'est pas photo-électrique et une mince couche d'eau sur la surface d'un métal détruit l'effet dû à ce dernier. Les solutions de beaucoup de substances sont cependant très photo-électriques, surtout les solutions de substances fluorescentes telles que l'éosine, la cyanine, la fuchsine, l'hydroquinone, le rouge Congo; le nitrate de potassium et l'acide formique présentent aussi cet effet. Parmi les substances bien connues qui ne le présentent pas, nous pouvons mentionner les solutions de sulfate de quinine, de permanganate de potassium et de phénol.

Propriétés photo-électriques des gaz.

130. Avec les gaz on peut s'attendre à ce que l'action de la lumière ne se manifeste pas de la même manière que chez les liquides et les solides. Nous ne pouvons nous attendre à obtenir une séparation des deux électrisations telle qu'une région du gaz devienne positive, une autre négative. Si une molécule gazeuse perd comme un fragment de métal de l'électricité négative lorsqu'elle est exposée à la lumière ultraviolette, elle se comportera comme un ion et le corpuscule négatif qu'elle a perdu s'attachera à quelque autre molécule de gaz et agira comme un ion négatif. Ainsi, si la lumière ultraviolette produit sur les molécules et les atomes d'un gaz le même effet que sur un métal, nous devons nous attendre à ce que cette action se révèle par une ionisation du gaz. Dans le cas de la vapeur

(1) G.-C. SCHMIDT, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 708.

(2) O. KNOBLAUCH, *Zeit. für phys. Chemie*, t. XXIX, 1899, p. 527.

de sodium, la lumière produit un accroissement marqué de la conductibilité. Il n'est pas nécessaire que la lumière soit ultraviolette. La lumière d'une lampe à pétrole suffit à produire des effets très marqués. Nous avons vu que le sodium à l'état solide est particulièrement sensible à l'action de la lumière. Des expériences ont été faites sur d'autres gaz. Ainsi Henry ⁽¹⁾, étudiant l'effet de la lumière ultraviolette sur la vapeur d'iode qui est très absorbante, ne put obtenir aucun accroissement de conductibilité lorsqu'elle était éclairée. Buisson ⁽²⁾ ne put obtenir de conductibilité avec l'air traversé par la lumière ultraviolette. Récemment cependant, Lénard ⁽³⁾ a décrit une action de ce genre due à une espèce très facilement absorbable de lumière ultraviolette produite par le passage des étincelles d'une bobine d'induction entre des pointes d'aluminium. Cette lumière est si facilement absorbable, que son action devient inappréciable après la traversée de quelques centimètres d'air à la pression atmosphérique. Le quartz est beaucoup plus transparent que l'air à cette lumière; le gaz d'éclairage l'est beaucoup moins, tandis que l'hydrogène l'est davantage. Les pointes d'aluminium étant disposées derrière une fenêtre de quartz ménagée dans une plaque métallique, on trouva qu'un conducteur chargé, placé du côté opposé de la plaque, au voisinage de la partie du gaz éclairée par les rayons, perdait rapidement sa charge si elle était positive, beaucoup plus lentement si elle était négative.

Pour éviter les perturbations dues à l'incidence de la lumière sur les surfaces métalliques voisines, Lénard les recouvrait d'eau de savon, ayant trouvé que cette dernière empêchait toute émission d'électricité due à l'incidence de la lumière sur elles. Le fait que la perte de charge est beaucoup plus grande quand la plaque est positive que quand elle est négative montre que la mobilité des ions négatifs est beaucoup plus grande que celle des ions positifs. Lénard mesura par la méthode employée par Zeleny et décrite page 49 les mobilités de ces ions. Il trouva que, sous un gradient de potentiel de 1 volt par centimètre, la vitesse des ions négatifs à travers l'air à la pression atmosphérique était de 3.13 cm : s. Cette valeur est considérablement plus grande (presque le double) que celle trouvée par Rutherford pour les ions négatifs produits par l'incidence de la lumière ultra-

(1) HENRY, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, IX, 1897, p. 319.

(2) BUISSON, cité par Perrin, *Ann. de Chimie et de Phys.*, VII, 1897, p. 526.

(3) LENARD, *Drude's Annalen*, t. I, p. 486; t. III, 1900, p. 298.

violette ordinaire sur une plaque métallique. Lenard trouva que la mobilité des ions positifs était seulement de $0,0015 \text{ cm} : \text{s}$; environ $\frac{1}{2000}$ de la mobilité des ions négatifs. Cette mobilité extrêmement faible des ions positifs soulève la question de savoir s'ils ne sont pas constitués par des particules de poussière ou des gouttes minuscules d'eau impure plutôt que par des ions gazeux. Il est essentiel de montrer que telle n'est pas leur nature, si les expériences qui précèdent doivent servir à démontrer l'ionisation de l'air par la lumière ultraviolette; en effet, l'énorme différence que l'on constate entre les mobilités des ions positifs et négatifs est exactement celle que nous pourrions nous attendre à rencontrer si une poussière ayant des propriétés photo-électriques était soumise à l'action de la lumière ultraviolette. De telles particules émettraient de l'électricité négative, tandis que l'électricité positive resterait sur la poussière. Les particules de poussière, relativement grosses, se déplaceraient très lentement dans un champ électrique, tandis que les ions négatifs libres posséderaient, comme on peut s'y attendre, une mobilité beaucoup plus considérable. Lenard discute cette interprétation de ses résultats et la rejette pour des raisons qui ne nous semblent pas absolument concluantes. Il considère les ions négatifs produits par l'action de la lumière ultraviolette sur l'air comme essentiellement différents de ceux qui prennent naissance quand de la lumière tombe sur un métal, ces derniers pouvant produire des effets de condensation dans un jet de vapeur alors que les premiers en sont incapables. Le fait suivant le démontre clairement. En effet, bien que le gaz frappé directement par de la lumière ultraviolette provoque une condensation intense dans un jet de vapeur, on n'observe aucune condensation dans la région située entre la plaque et le gaz soumis à l'action de la lumière. Si grâce à une plaque chargée positivement et placée à quelque distance on extrait les ions négatifs du gaz illuminé, la déperdition positive que l'on constate sur la plaque montre cependant que cette région est traversée par des ions négatifs. Mais, pour rendre cette expérience concluante, il nous faudrait connaître la sensibilité du jet de vapeur, c'est-à-dire le nombre minimum d'ions par centimètre cube qu'il est capable de déceler, et il faudrait être sûr que le nombre d'ions négatifs dans son voisinage dépasse ce minimum. Le second point demande un examen très attentif. Si le champ électrique au voisinage de la plaque est très intense, les ions négatifs auront une très grande vitesse et il suffira d'un très petit nombre d'ions par centi-

mètre cube pour produire une déperdition très appréciable. En fait, si le courant de déperdition est saturé, nous voyons que la densité des ions sera inversement proportionnelle à l'intensité du champ, et en accroissant suffisamment cette dernière nous pourrions arrêter certainement la condensation du jet de vapeur. Cette expérience ne prouve donc pas que les ions négatifs sont incapables d'agir comme centres de condensation.

Pour rendre cette preuve solide, il nous faudrait être certains que le nombre d'ions par unité de volume est assez grand pour que la condensation puisse avoir lieu si ces ions ont les propriétés de l'ion négatif normal.

131. C.-T.-R. Wilson (1) a étudié l'action de la lumière ultraviolette sur les gaz au point de vue de l'effet qu'elle peut avoir sur la formation des brouillards. Nous avons décrit au Chapitre VII les résultats obtenus avec une lumière intense. Nous considérerons seulement ici les effets qu'il obtint avec une lumière très faible, car ceux-ci sont en rapport direct avec l'ionisation de l'air par la lumière ultraviolette, bien qu'ils ne touchent que de très loin les effets produits par la lumière très absorbable étudiée par Lenard. Wilson trouva qu'avec une lumière ultraviolette très faible, il y avait production de nuages par détente quand cette dernière dépassait une valeur déterminée, exactement comme dans le cas d'un gaz ionisé par les rayons de Röntgen et que la valeur requise pour la détente était exactement la même pour la lumière ultraviolette que pour ces rayons. Ceci semble montrer à première vue que la lumière ultraviolette ionise le gaz. Wilson trouva cependant que les brouillards produits par la lumière ultraviolette étaient différents de ceux provoqués par les rayons de Röntgen, les premiers n'étant pas affectés par des champs électriques intenses alors que de tels champs empêchaient presque entièrement la formation des derniers. Si les brouillards dus à l'action de la lumière ultraviolette avaient été dus à l'ionisation du gaz, les ions auraient été extraits par le champ et la production des nuages empêchée. D'autre part, la concordance des valeurs de détente requises pour la formation des brouillards sous l'action de la lumière ultraviolette et en présence des ions est si remarquable qu'elle nous fait hésiter à croire que les noyaux de condensation soient différents dans les deux cas. Il me semble qu'une explication en harmonie avec les faits serait la suivante : des ions

(1) C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, t. CXCII, A, 1899, p. 403.

chargés constitueraient bien les noyaux des gouttes formées sous l'influence de la lumière ultraviolette faible, mais ils seraient produits pendant l'expansion du gaz et n'existeraient pas quand ce dernier est au repos. Ces ions peuvent avoir l'origine suivante.

Nous avons vu Chapitre VII que sous l'action d'une lumière ultraviolette très intense des brouillards visibles se forment sans expansion, étant probablement dus à la formation de peroxyde d'hydrogène, qui, en se mêlant à l'eau, en abaisse la tension de vapeur. Quand la lumière est très faible, il semble probable qu'il puisse y avoir encore formation de gouttelettes d'eau qui pourtant, par suite de la très petite quantité de peroxyde d'hydrogène formée sous son influence, ne deviennent jamais assez grosses pour être visibles. Nous pouvons ainsi considérer l'air exposé à la lumière ultraviolette comme rempli de ces gouttelettes minuscules. Au moment de l'expansion, il se produit de violents remous d'air autour des gouttes, et nous obtenons quelque chose d'analogue sous beaucoup de rapports au barbotage d'un gaz dans l'eau. Or, quand il y a barbotage de l'air dans l'eau, on a, comme Lord Kelvin (1) l'a montré, de l'électricité négative dans l'air et de l'électricité positive dans l'eau. Nous devons donc nous attendre à rencontrer des ions négatifs dans l'air, les ions positifs restant sur les gouttes. Les ions une fois formés agissent comme noyaux de condensation si l'expansion dépasse la valeur 1,25. Si cette manière de voir est correcte, nous devons nous attendre à ce que le nombre d'ions produits par une expansion supérieure à 1,25 croisse avec l'expansion, car dans ce cas cette dernière doit provoquer aussi bien la formation de noyaux que la production de brouillard, et plus violente elle sera, plus grand sera le nombre de noyaux produits.

Voici quelques autres remarques que nous pouvons faire sur ce sujet. Nous avons vu (p. 187) que la formation de surfaces nouvelles d'eau est accompagnée d'une mise en liberté d'ions; lorsqu'un brouillard formé de gouttes minuscules se produit sous l'action d'une lumière ultraviolette faible, on a formation de nouvelles surfaces d'eau et probablement mise en liberté d'ions; les ions positifs, étant transportés par les petites gouttes d'eau, se déplaceront seulement très lentement dans un champ électrique et ne pourront être extraits par aucun champ pratiquement réalisable.

Vincent (2) fit des expériences sur les brouillards produits sans

(1) LORD KELVIN, *Proc. Roy. Soc.*, t. LVII, 1894, p. 335.

(2) VINCENT, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XII, 1904, p. 305.

expansion par la lumière ultraviolette; il trouva que quelques gouttes étaient chargées positivement, d'autres négativement, tandis que d'autres enfin n'étaient pas chargées du tout. Il ne put déceler la présence de peroxyde d'hydrogène.

C'est une question importante, en Météorologie, que de savoir si la lumière directe du Soleil est capable de produire dans l'atmosphère des nuages sans détente. Wilson n'a pu obtenir de brouillard dans un vase fermé exposé à la lumière du Soleil avec une détente inférieure à la détente normale 1,25. Il fait remarquer cependant qu'à l'air libre les conditions sont plus favorables que dans un vase fermé à la production de brouillards. En vase clos, en effet, les gouttes peuvent diffuser vers les parois avant d'avoir pu atteindre la grosseur de visibilité, tandis que dans l'atmosphère il leur est impossible d'échapper ainsi.

Effets photoélectriques impliquant une absorption de lumière.

132. Stoletow⁽¹⁾, à une époque déjà ancienne de l'histoire de cette question, attira l'attention sur les rapports qui existent entre les effets photoélectriques et l'absorption de la lumière ultraviolette. Il montra que l'eau qui ne donne pas d'effets photoélectriques n'absorbe pas beaucoup les rayons visibles ou ultraviolets, tandis que les solutions de vert ou de violet de méthyle qui sont photoélectriques présentent une absorption intense. Hallwachs⁽²⁾, qui étudia ce sujet avec grands détails, montra que tous les liquides photoélectriques qu'il essaya présentaient une forte absorption pour la lumière ultraviolette, mais qu'une forte absorption n'était pas toujours accompagnée d'effets photoélectriques. Ainsi, par exemple, les solutions aqueuses de fuchsine sont photoélectriques alors que les solutions alcooliques ne le sont pas, et cependant la solution alcoolique est plus absorbante pour l'ultraviolet que la solution aqueuse.

Les expériences d'Elster et Geitel⁽³⁾ sur l'émission d'électricité négative par des surfaces de sodium, potassium et rubidium, sous l'influence de diverses lumières colorées, montrèrent avec une grande beauté les effets d'absorption croissante. Ces expériences, dont nous

(1) STOLETOW, *Physikalische Revue*, Bd, I, 1892.

(2) HALLWACHS, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 666.

(3) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. LII, 1894, p. 433.

indiquons les résultats dans la Table suivante, furent faites comme suit. On mesura la vitesse avec laquelle l'émission d'électricité avait lieu pour ces trois métaux exposés à la lumière blanche d'une lampe à pétrole. Les mesures ainsi faites sont données dans la Table sous le titre *Lumière blanche*. On faisait traverser ensuite à la lumière de cette lampe une solution ammoniacale d'oxyde de cuivre, et les métaux étaient exposés à la lumière bleue ainsi obtenue. On remplaça ensuite la solution précédente par une de chromate de potassium pour obtenir une lumière jaune, par une de bichromate de potassium pour une lumière orange et enfin par une plaque de verre rouge pour la lumière rouge. Cette Table nous montre que, quoique pour les lumières blanche et bleue le potassium soit beaucoup plus photoélectrique que le sodium, il l'est beaucoup moins pour les radiations jaune et orange, ce qui montre la forte absorption de ces rayons par le sodium.

Couleur de la lumière.	Vitesse d'émission de l'électricité négative,		
	Na.	K.	Rb.
Blanche.....	21,0	53,1	537,0
Bleue.....	7,8	30,3	86,8
Blanche.....	22,6	52,9	527,7
Jaune.....	8,2	3,5	339,7
Blanche.....	21,9	53,9	552,3
Orange.....	3,1	2,2	182,0
Blanche.....	21,9	52,9	527,7
Rouge.....	0,2	0,1	21,0

La très grande sensibilité du rubidium pour les radiations de grande longueur d'onde est un autre exemple de ce fait. Ainsi, tandis que pour la lumière bleue le rapport des émissions pour le rubidium et le potassium est seulement de 3 à 1, pour la lumière jaune il est environ de 100 à 1.

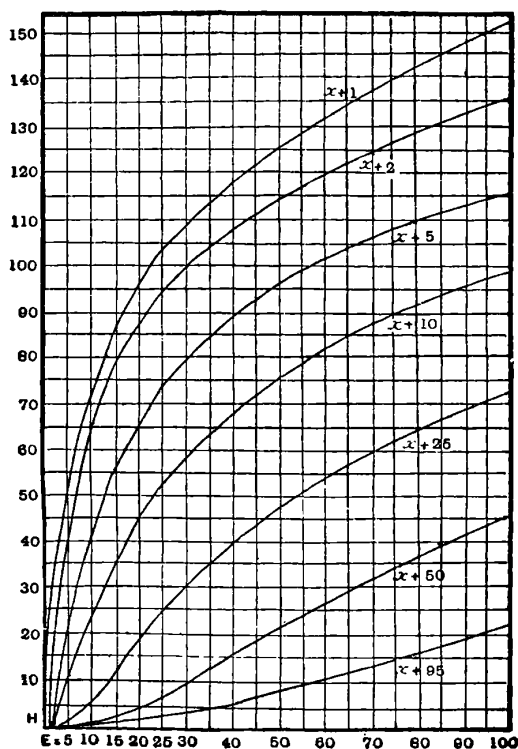
*Relation entre la vitesse de déperdition et l'intensité
du champ électrique.*

133. Les premières mesures sur ce sujet furent faites par Stoletow⁽¹⁾, qui employa le dispositif suivant. La lumière d'une lampe à arc passait à travers un trou ménagé dans un écran métallique et, après avoir passé à travers une plaque perforée C, tombait sur une plaque

(1) STOLETOW, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IX, 1890, p. 468.

de métal parallèle D. Ces plaques étaient reliées entre elles par l'intermédiaire d'une batterie. Le pôle négatif de la batterie étant relié à D, plaque frappée par la lumière. Un galvanomètre très sensible mesurait le courant passant entre les plaques. Avec ce dispositif Stoletow détermina la relation entre le courant et la différence de potentiel en opérant avec des distances entre les plaques variant de 2 mm, 5 à 100 mm. Les courbes de la figure 60 représentent les résultats de ces expériences dans lesquelles le gaz entre les plaques était de l'air à la pression atmosphérique. Les abscisses représentent la différence de potentiel entre les plaques, l'unité étant 1,43 volts

Fig. 60.



(f. e. m. d'un élément Clark); les ordonnées, le courant allant de l'une à l'autre, l'unité étant $8,6 \times 10^{-11}$ ampère. Les chiffres inscrits sur les courbes, par exemple $x + 25$, indiquent que la distance entre les plaques était $x + 25$ mm, où x est une distance faible, environ 1 mm,5, qui n'était pas déterminée très exactement.

Le diamètre des plaques était de 22 mm. Un simple coup d'œil

jeté sur la courbe montre que, lorsque la distance entre les plaques est faible et la force électromotrice grande, le courant croît beaucoup plus lentement que la force électromotrice; il est pourtant cependant loin d'être saturé. Lorsque au contraire les plaques sont séparées par des distances supérieures à 25^{mm}, rien n'indique que la saturation soit proche. Les courbes qui correspondent à des écartements des plaques supérieurs montrent qu'avec une faible force électromotrice, le courant croît beaucoup plus rapidement que la différence de potentiel, dans les limites des mesures représentées dans la figure : i est approximativement le même à toute distance d , pourvu que V soit proportionnel à d , V étant la différence de potentiel, c'est-à-dire que i est fonction de la valeur moyenne de la force électrique entre les plaques. Cette loi, comme l'a montré Stoletow ⁽¹⁾, dans un récent Mémoire, ne s'applique pas à toutes les valeurs du potentiel. A de basses pressions particulièrement, les écarts avec cette loi sont très, apparents.

Puisque dans ce cas les ions sont tous d'un seul signe (voir p. 207) nous pouvons appliquer l'équation

$$X^2 = X_0^2 + \frac{8\pi ix}{k},$$

où k est la mobilité de l'ion, i l'intensité du courant, X_0 et X les valeurs de la force électrique sur la plaque et en un point qui en est à une distance x . Pour calculer la variation produite dans le champ électrique par la présence d'ions négatifs entre les plaques, prenons une des expériences de Stoletow dans laquelle, sous un champ électrique de 150 volts par centimètre, le courant était de $3,3 \times 10^{-11}$ ampère. Rutherford a montré que la mobilité des ions négatifs était d'environ 1^{cm},5 par seconde. Donc, en employant des unités électrostatiques, X et X_0 étant les valeurs de X en des points distants de 1^{cm} et posant dans l'équation précédente

$$i = 10^{-1}, \quad R = 4,5 \times 10^2, \\ X + X_0 = 1,$$

nous obtenons

$$X - X_0 = \frac{1}{180},$$

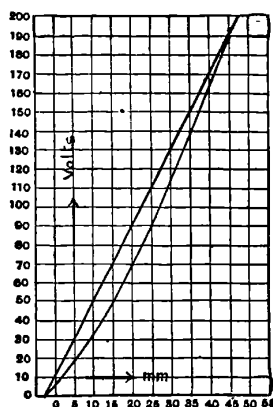
soit un peu moins de 2 volts par centimètre.

Ainsi, la variation apportée dans l'intensité du champ est relativement faible. Stoletow, qui détermina l'intensité du champ entre deux

(1) STOLETOW, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IX, 1890, p. 468.

plaques parallèles dont l'une était illuminée par de la lumière ultraviolette, n'en put déceler aucune variation. Schweidler ⁽¹⁾, qui à une date ultérieure fit des recherches sur ce sujet, trouva que la différence de potentiel entre les plaques pendant l'action de la lumière ultraviolette n'était pas tout à fait uniforme. Ces résultats sont indiqués (*fig. 61*). La ligne incurvée représente la distribution du potentiel pendant l'action de la lumière, la ligne droite quand elle n'agissait

Fig. 61.



pas. La courbure de la ligne qui représente le potentiel est tournée toujours d'un même côté, indiquant ainsi la présence d'un excès d'ions négatifs dans toutes les parties de la région comprise entre les plaques. La variation de l'intensité du champ entre les plaques a été également observée et mesurée par Buisson ⁽²⁾, et employée par lui à la détermination de la mobilité des ions. Il trouva que sous un gradient de potentiel de 1 volt par centimètre cette dernière est d'environ $2^{\text{cm}},2$ par seconde.

Schweidler ⁽³⁾ fit aussi des expériences sur la relation entre le courant et l'intensité du champ électrique pour des différences de potentiel comprises entre des limites plus étendues que dans les expériences de Stoletow. Les résultats qu'il obtint pour l'air à la pression atmosphérique sont indiqués par la courbe (*fig. 62*).

On remarquera que quand l'intensité du champ approche de 5730 volts, valeur nécessaire dans l'obscurité au passage de l'éтин-

(1) SCHWEIDLER, *Wien. Ber.*, t. CVII, 1898, p. 881.

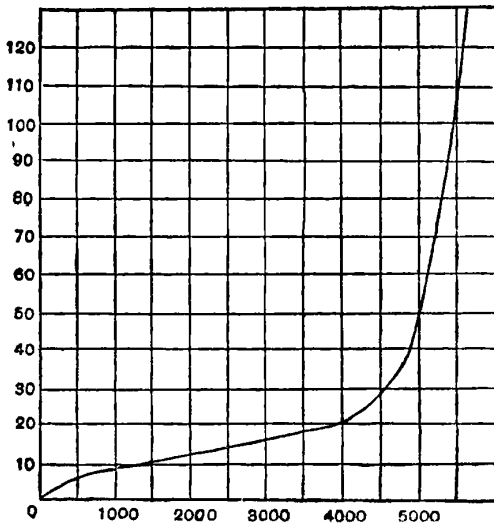
(2) BUISSON, *Comptes rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 224.

(3) SCHWEIDLER, *Wien. Ber.*, t. CVIII, 1899, p. 273.

celle, entre des plaques distantes de 3mm, il y a un très grand accroissement du courant.

Kreusler ⁽¹⁾ observa le premier ce rapide accroissement de l'effet photoélectrique au voisinage du potentiel explosif. Les courbes

Fig. 62.



données figure 63 représentent la relation entre l'intensité du champ et les valeurs de l'émission pour des plaques de fer, aluminium, cuivre, zinc, argent, amalgame de cuivre. Les abscisses mesurées à partir du zéro représentent les différences entre la différence de potentiel appliquée et celle qui est nécessaire pour produire la décharge dans l'obscurité. L'accroissement de la déperdition est si grand, qu'on ne peut la représenter en vraie grandeur dans une figure de dimensions restreintes. La Table suivante, donnée par Kreusler, en donne une meilleure idée dans le cas d'une plaque de zinc.

V représente la différence de potentiel et i le courant.

La différence de potentiel requise pour provoquer une étincelle était de 4060 volts.

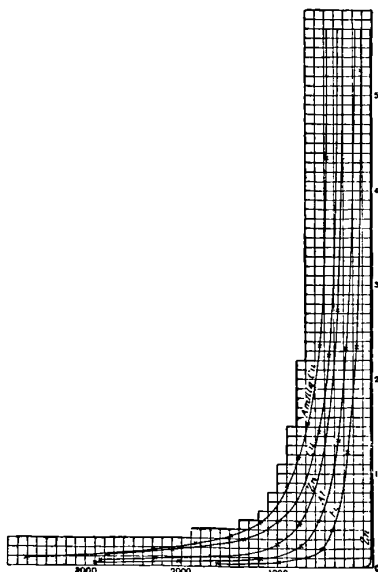
Ces figures montrent jusqu'à l'évidence l'effet, observé souvent avec l'emploi de la lumière ultraviolette, d'une décroissance de la sensibilité avec le temps. Ainsi, des deux lectures faites avec la plus grande différence de potentiel, la dernière était sensiblement moindre que la première.

(1) KREUSLER, *Drude's Ann.*, t. VI, 1901, p. 398.

V.	$i (1 = 10^{-10})$. ampères.	V.	$i (1 = 10^{-10})$. ampères.	V.	$i (1 = 10^{-10})$. ampères.
4040...	136,39	3050...	0,19	3300...	0,36
3970...	25,67	2540...	0,09	3440...	0,58
3780...	5,88	1760...	0,06	3640...	1,36
3700...	2,40	1170...	0,05	3710...	1,98
3590...	1,39	1760...	0,06	3760...	3,88
3440...	0,70	2530...	0,08	3970...	21,09
3300...	0,40	3060...	0,17	4040...	80,51

Cette *fatigue* des plaques est probablement due à une oxydation.

Fig. 63.



Elle n'a pas lieu dans l'hydrogène, ni à très basse pression, ou lorsqu'on emploie le platine à la place du zinc.

L'accroissement de la valeur de la déperdition lorsque le champ électrique s'approche d'une certaine valeur est très net également quand le gaz est à de plus basses pressions.

Les effets obtenus en faisant varier la pression du gaz furent étudiés pour la première fois par Stoletow ⁽¹⁾, puis plus tard par Schweidler ⁽²⁾ et Lenard ⁽³⁾. Stoletow montra que à mesure qu'on diminuait la pression à partir de la pression atmosphérique le courant

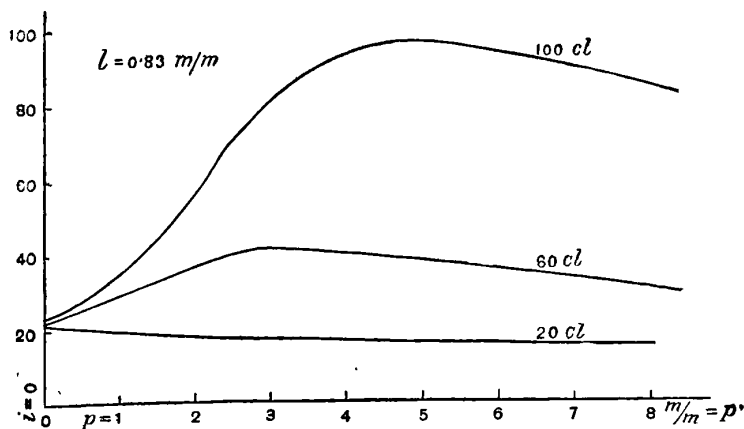
(1) STOLETOW, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IX, 1890, p. 468.

(2) VON SCHWEIDLER, *Wien. Berichte*, t. CVIII, 1899, p. 273.

(3) LENARD, *Ann. der Phys.*, t. II, 1900, p. 359.

croissait lentement; la variation du courant était faible relativement à celle de la pression. En poussant encore plus loin l'abaissement de pression, on atteignait un point pour lequel (si la force du champ n'était pas trop faible) le courant croissait rapidement à mesure que la pression diminuait. Ceci s'observait jusqu'à ce que le courant ait atteint une valeur maxima après laquelle il commençait à décroître. Mais, aux pressions les plus basses qu'on puisse atteindre, il avait une valeur finie, indépendante de l'intensité du champ électrique. La variation du courant avec la pression, lorsque la différence de potentiel reste constante, est indiquée dans les courbes données figure 64, courbes extraites du Mémoire de Stoletow : la distance entre les

Fig. 64.



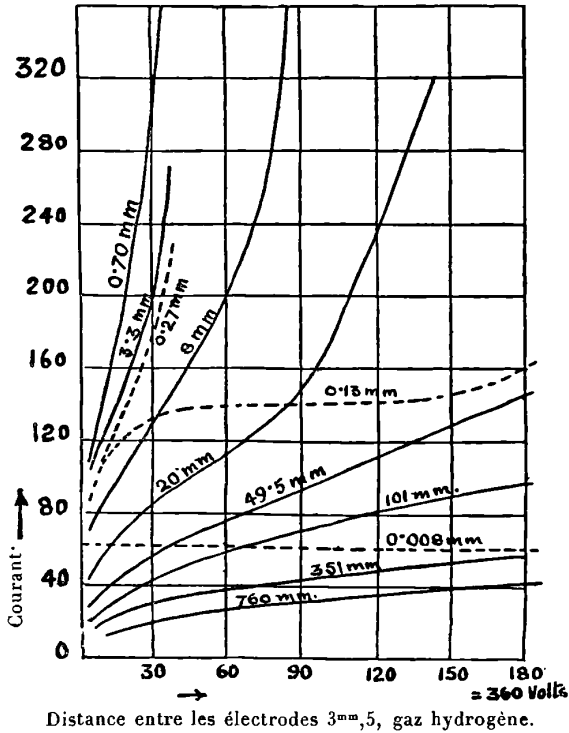
plaques était de $0^{\text{mm}}, 83$, et les indications portées sur les courbes donnent la différence de potentiel exprimée en éléments Clark (1 élément Clark = 1,4 volt). La Table suivante donne les valeurs du courant pour une série de pressions avec une distance entre les plaques de $3^{\text{mm}}, 71$ et une différence de potentiel de 90 volts environ.

Pression.	Courant.	Pression.	Courant.	Pression.	Courant.
754^{mm}	8,46	$2,48^{\text{mm}}$	74,7	$0,105^{\text{mm}}$	65,8
152^{mm}	13,6	$1,01^{\text{mm}}$	105,8	$0,0147^{\text{mm}}$	53,8
21^{mm}	26,4	$0,64^{\text{mm}}$	108,2	$0,0047^{\text{mm}}$	50,7
$8,8^{\text{mm}}$	32,2	$0,52^{\text{mm}}$	102,4	$0,0031^{\text{mm}}$	49,5
$3,3^{\text{mm}}$	48,9	$0,275^{\text{mm}}$	82,6		

Nous voyons, en examinant les courbes (fig. 60), que la pression pour laquelle le courant est maximum croît avec l'intensité de la force électrique. Stoletow a montré que p_m , pression pour laquelle

le courant est maximum, est proportionnelle à $\frac{E}{d}$, où d est la distance et E la différence de potentiel entre les plaques. On peut aussi exprimer cette loi en disant que, si λ est le libre parcours moyen d'une molécule sous la pression qui rend le courant maximum quand la force électrique est X , $X\lambda$ est constant. Les courbes (fig. 64) montrent qu'à très basse pression le courant est indépendant de l'intensité du champ électrique, c'est-à-dire est saturé. Les nombres suivants, extraits d'un Mémoire de Lenard, mettent très bien ce fait en évidence. V représente la différence de potentiel en volts, i le courant;

Fig. 65.

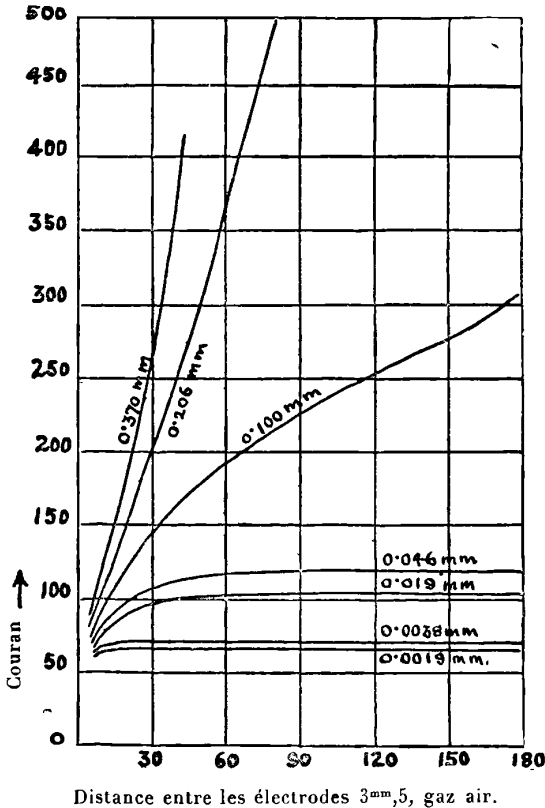


le vide était le plus élevé que l'on puisse atteindre, la pression était inférieure à 0mm,002 de mercure.

V.	i .	V.	i .
45000...	$24,5 \times 10^{-10}$ Coulomb : sec	500...	$23,4 \times 10^{-10}$ Coulomb : sec
25000...	26,6	120...	21,9
8900...	22,5	14...	19,9
4100...	24,8	9...	15,9
3110...	24,5	1...	7
1300...	24,5	0...	4

La pression critique est du même ordre de grandeur que la pression, pour laquelle le champ électrique pourrait provoquer une décharge dans l'obscurité. Au voisinage de cette pression, Stoletow a montré que le courant ne doit pas dépendre simplement de la valeur de $\frac{E}{d}$, E représentant la différence de potentiel et d la distance entre les plaques, car avec une valeur constante de $\frac{E}{d}$ le courant pour ces pressions croît rapidement avec la distance entre les plaques.

Fig. 66.



V. Schweidler ⁽¹⁾ a donné des courbes représentant la relation entre le courant et la différence de potentiel pour des pressions variables. Varley ⁽²⁾, au Cavendish Laboratory, a obtenu des courbes semblables; quelques-unes sont reproduites figures 65 et 66. Les courbes montrent trois régions distinctes. Dans la première, lorsque

⁽¹⁾ VON SCHWEIDLER, *Wien. Ber.*, t. CVIII, 1899, p. 273.

⁽²⁾ VARLEY, *Phil. Trans.*, A., t. CCII, 1904, p. 439.

la force électrique est faible, le courant croît rapidement avec celle-ci ; sa vitesse d'accroissement diminue graduellement à mesure que la force électrique augmente, et l'on atteint la deuxième période lorsque le courant ne varie plus que lentement (pour certaines pressions il ne varie qu'à peine) avec l'intensité du champ électrique. Avec des forces électriques encore plus grandes, on atteint une troisième région où le courant croît rapidement avec la force électrique et la distance entre les électrodes.

Considérations théoriques relatives à la relation entre le courant et l'intensité du champ électrique.

134. Il conviendra, en premier lieu, de porter notre attention sur des champs électriques faibles par rapport à ceux qui sont nécessaires pour provoquer des décharges dans l'obscurité. Nous considérerons l'action de la lumière ultraviolette comme provoquant une émission d'un certain nombre de corpuscules par unité d'aire du métal et par unité de temps ; ces derniers, aussitôt arrivés dans le gaz qui entoure le métal, groupent autour d'eux une ou plusieurs de ses molécules et forment ainsi des ions négatifs.

Ces ions négatifs s'accumulent dans l'espace compris entre les électrodes. Se mouvant dans toutes les directions comme les molécules du gaz, quelques-uns d'entre eux atteignent la plaque négative et lui abandonnent leur charge. On atteindra un état permanent lorsque la quantité d'électricité négative émise par la plaque, sous l'action de la lumière ultraviolette, diminuée de celle qui lui est fournie par les ions qui la frappent, sera égale au courant à travers le gaz.

Pour exprimer mathématiquement cette condition, considérons le cas de deux plaques parallèles dont l'une est illuminée par de la lumière ultraviolette. Soient X l'intensité électrique dirigée perpendiculairement aux plaques, la plaque illuminée étant au potentiel le plus bas, n la densité des ions négatifs ; ces ions sont émis à l'état de corpuscules, mais groupent bientôt autour d'eux des molécules du gaz et deviennent des ions entre les plaques (¹) ; soient k la mobilité de l'ion négatif, e la charge d'un ion, i le courant par unité d'aire,

$$i = nekX.$$

Le nombre d'ions négatifs frappant dans l'unité de temps l'unité

(¹) Ces ions partent de la plaque à l'état de corpuscules, mais ils s'accrochent bientôt aux molécules du gaz et deviennent des ions.

d'aire de la plaque est, voir page 200, égal à $\frac{cn}{\sqrt{6}\pi}$, c étant la vitesse moyenne de translation des ions négatifs. Si I représente le nombre de corpuscules émis par unité d'aire de la plaque dans l'unité de temps,

$$Ie = \frac{cne}{\sqrt{6}\pi} + i,$$

ou, puisque

$$i = nekX,$$

$$Ie = \frac{ci}{\sqrt{6}\pi kX} + i,$$

ou

$$i = \frac{Ie\sqrt{6}\pi kX}{c + \sqrt{6}\pi kX}.$$

Si X est suffisamment faible pour que kX soit petit devant c , c'est-à-dire si la vitesse de l'ion due au champ électrique est faible devant sa vitesse moyenne de translation,

$$i = Ie\sqrt{6}\pi kX \frac{1}{c}.$$

Si donc la force électrique est faible, le courant obéit à la loi d'Ohm. Pour de plus grandes valeurs de la force électrique, la vitesse avec laquelle croît le courant avec elle diminue et il se rapproche de sa valeur de saturation Ie .

Puisque

$$k = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{\lambda}{c},$$

m représentant la masse de l'ion et λ le libre parcours moyen, nous avons

$$i = \frac{IeX}{X + \frac{2mc^2}{\lambda e\sqrt{6}\pi}}$$

et, si X est petit,

$$i = \frac{IeX\sqrt{6}\pi\lambda}{2mc^2}.$$

Puisque mc^2 dépend seulement de la température, la vitesse d'accroissement du courant avec la force électrique sera proportionnelle au libre parcours moyen de l'ion et sera plus grand aux basses pressions qu'aux pressions élevées. Si la pression du gaz reste constante lorsque la température varie, puisque λ et mc^2 sont tous deux proportionnels à la température absolue, leur rapport en est indépendant et la variation de i avec la température dépendra seulement des variations de I .

135. De même, s'il n'y a pas de champ électrique extérieur, la diffusion des ions donnera naissance à un courant faible dû à la nuée

d'ions qui partent de l'électrode illuminée. Si n est la densité des ions négatifs au voisinage de l'électrode éclairée, n' la densité des ions au voisinage de l'autre électrode, le gradient de densité sera $\frac{n-n'}{l}$, l étant la distance entre elles. Par suite, si D est le coefficient de diffusion des ions négatifs, i le courant par unité d'aire,

$$D \frac{(n-n')e}{l} = i.$$

Nous avons ainsi

$$Ie - \frac{cne}{\sqrt{6\pi}} = i$$

et

$$\frac{cn'e}{\sqrt{6\pi}} = i.$$

Par suite,

$$Ie - \frac{c}{\sqrt{6\pi}} \frac{li}{D} = 2i$$

ou

$$i = \frac{Ie}{2 + \frac{c}{\sqrt{6\pi}} \frac{l}{D}}.$$

136. Elster et Geitel ⁽¹⁾, et Stoletow ⁽²⁾ ont trouvé que, pour l'intensité de champ électrique qu'ils employèrent, la valeur de l'émission d'électricité dans le gaz acide carbonique était plus grande que dans l'air ou l'oxygène. Breisig ⁽³⁾, au contraire, trouva qu'elle était moindre dans CO² que dans l'air, et qu'elle était exceptionnellement considérable dans les vapeurs d'éther et d'alcool. La valeur de l'émission varie tellement avec la différence de potentiel, qu'une comparaison de ses valeurs pour différents gaz et pour une seule valeur de celle-ci n'est pas suffisante pour nous renseigner. Ce qu'il faudrait connaître, c'est la comparaison des courbes obtenues pour différents gaz et représentant la relation entre le courant et la différence de potentiel.

Cette étude a été faite par Varley ⁽⁴⁾ dont les courbes sont données figure 67. On peut voir que le courant dû à l'effet photoélectrique est pour un champ électrique faible plus grand dans l'air que dans l'hydrogène, et que pour des champs intenses il est plus grand dans l'hydrogène que dans l'air. Il est à souhaiter que nous ayons des

(1) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XLI, 1890, p. 161.

(2) STOLETOW, *Comptes rendus*, t. CVII, 1888, p. 91.

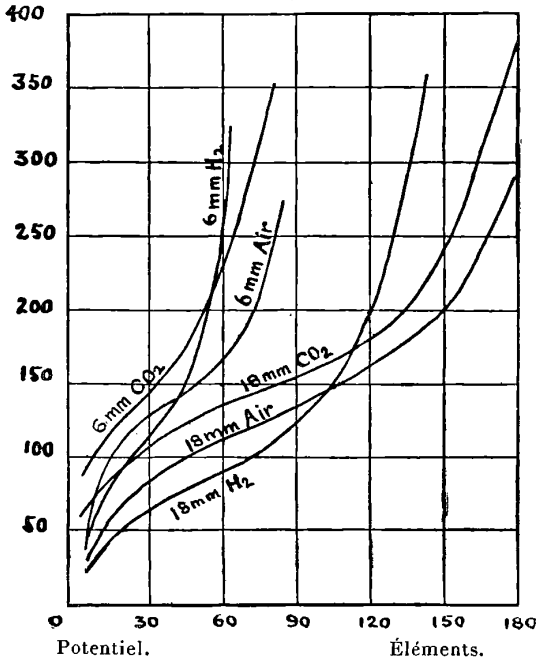
(3) BREISIG, *Bonn. Diss.*, 1891; *Wied. Beiblätter*, t. XVII, p. 60.

(4) VARLEY, *Phil. Trans.*, t. CCCII, 1904, p. 439.

courbes semblables pour des radiations ultraviolettes de différentes longueurs d'onde.

Les différents gaz peuvent donner lieu à des courants différents,

Fig. 67.



soit par altération des surfaces métalliques, soit par combinaison avec le métal, soit par condensation sur lui.

137. Nous allons examiner maintenant le rapide accroissement du courant qui se produit lorsque la valeur du champ électrique se rapproche de celle qui est nécessaire pour provoquer une décharge dans l'obscurité. Nous pouvons, je pense, expliquer ce fait par quelques considérations que j'ai présentées le premier ⁽¹⁾ pour expliquer l'ionisation qui a lieu lorsqu'un champ électrique intense provoque le passage d'une décharge à travers un gaz. Quand des rayons cathodiques ou de Lenard traversent un gaz, celui-ci devient conducteur, c'est-à-dire est ionisé. L'énergie nécessaire à l'ionisation provient de l'énergie cinétique des ions animés d'un mouvement rapide. Puisque pour ioniser une molécule gazeuse il faut lui fournir une

⁽¹⁾ J.-J. THOMSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, Feb. 5, 1900; *Phil. Mag.*, 5^e série, t. L, 1900, p. 278.

quantité finie de travail, un ion en mouvement ne peut ioniser une molécule contre laquelle il vient frapper que si son énergie cinétique dépasse une certaine valeur critique. Mais, quand son énergie cinétique dépasse cette valeur, des ionisations résultent d'un certain nombre de collisions entre ions et molécules. Or, quand des ions se meuvent dans un champ électrique, l'énergie cinétique qu'ils acquièrent croît au fur et à mesure que l'intensité du champ augmente, et, lorsque le champ est assez intense pour que l'énergie cinétique des ions dépasse la valeur critique, ceux-ci donneront naissance par collision à de nouveaux ions, et il se produira ainsi à la fois un accroissement de leur nombre par centimètre cube et du courant qui traverse le gaz. C'est cet accroissement, qui est un trait si caractéristique des courants produits par la lumière ultraviolette quand le champ électrique est intense.

Si l est le libre parcours moyen d'un ion, e la charge, X la force électrique, l'énergie cinétique moyenne qui lui est donnée par le champ électrique est Xel . Lorsque Xel dépasse une certaine valeur critique, un certain nombre de collisions provoquera des ionisations. Représentons cette fraction par $F(Xel)$, $F(x)$ étant une fonction de x qui s'annule quand x est inférieur à une certaine valeur. S'il y a n ions par centimètre cube, le nombre de collisions dans l'unité de temps est égal à $\frac{n\nu}{l}$, ν représentant la vitesse moyenne de translation. Donc le nombre d'ions produits dans l'unité de temps par unité de volume est $\frac{n\nu}{l} F(Xel)$. Un certain nombre de collisions peut aboutir soit à des recombinaisons, soit à la réunion de l'ion au système contre lequel il vient buter; celui-là cesse alors de contribuer au transport du courant. Soit β la fraction du nombre de collisions qui aboutit à la perte de l'ion comme agent ionisant. Le nombre d'ions qui disparaissent par unité de temps dans 1cm^3 du gaz est $\beta \frac{n\nu}{l}$.

Nous avons négligé ici la perte par recombinaison devant celle résultant des collisions avec les molécules; par suite, l'excès du nombre d'ions produits sur le nombre de ceux qui disparaissent est égal à

$$\frac{n\nu}{l} [f(Xel) - \beta].$$

L'équation de continuité nous donne, si u est la vitesse moyenne de translation parallèlement à l'axe des x ,

$$(2) \quad \frac{dn}{dt} + \frac{d}{dx}(nu) = \frac{n\nu}{l} [f(Xel) - \beta]$$

Or, quand les ions se meuvent avec une vitesse suffisante pour avoir une énergie cinétique qui les rende capables d'ioniser le gaz, leur vitesse doit être entièrement due au champ électrique, puisque en l'absence de champ il ne se produit aucune ionisation. Nous avons donc approximativement

$$v = u.$$

Donc en régime permanent nous avons, à partir de (2),

$$\frac{d}{dx}(nu) = \frac{nu}{l} [f(Xel) - \beta],$$

En intégrant, il vient

$$nu = C \varepsilon^{\frac{1}{l}} \int_0^x [f(Xel) - \beta] dx,$$

ou si en première approximation, nous regardons X comme constant,

$$nu = C \varepsilon^{\frac{x}{l}} [f(Xel) - \beta].$$

Si le courant atteint la saturation avant que l'ionisation ne commence, $nu = I$ quand $x = 0$, x étant compté à partir de la plaque éclairée,

$$nu = I \varepsilon^{\frac{x}{l}} [f(Xel) - \beta].$$

Si d est la distance entre les plaques, le courant i est la valeur de nu pour $x = d$. On a alors

$$(3) \quad i = e I \varepsilon^{\frac{d}{l}} [f(Xel) - \beta].$$

Ainsi, quand cette ionisation additionnelle se produit, le courant pour une valeur constante de X croît avec la distance entre les plaques. Cet effet a été observé par Stoletow (1).

Aussi longtemps que l'ionisation est limitée à celle produite sur la plaque métallique par la lumière ultraviolette seule, le courant est déterminé par l'intensité de la force électrique, c'est-à-dire que i est une fonction de X et non de d . Mais, lorsque l'ionisation secondaire commence, i est alors fonction de X et de d . Cette ionisation secondaire commence lorsque Xel a atteint une certaine valeur bien définie. Comme l , libre parcours moyen d'un ion, est inversement proportionnel à la pression, la valeur de X nécessaire pour donner naissance à l'ionisation secondaire est donc directement proportionnelle à cette pression. Les courbes données par Von Schweidler (2), et représentant la relation entre le courant et la force électromotrice pour différentes pressions, montrent que ses expériences sont en parfait accord avec

(1) STOLETOW, *Journal de Physique*, 2^e série, t. IX, 1890, p. 468.

(2) VON SCHWEIDLER, *Wien. Ber.*, t. CVII, 1899, p. 273.

ce résultat. Mais il donne seulement des valeurs approximatives pour la pression, et il y a à peine assez de points suffisamment bien déterminés sur la courbe pour nous permettre de déterminer avec sûreté le début de l'ionisation secondaire.

En examinant ces courbes, je dirai que pour une pression de 750^{mm} l'ionisation secondaire commence lorsque la différence de potentiel entre les plaques dont la distance est donnée comme voisine de 3^{mm} à 5^{mm} est égale à 4700 volts; pour 130^{mm} elle est égale à 1150 volts et pour 17^{mm}, à environ 140 volts.

Il est bien évident que le courant ne peut continuer à croître lorsque la pression diminue; lorsque en effet le libre parcours moyen devient comparable à la distance entre les plaques, il se produit très peu de collisions, et l'ionisation secondaire est alors très faible. A la limite, lorsque la pression est infiniment réduite, le nombre des ions qui atteignent la plaque non exposée à la lumière doit être égal au nombre de ceux qui partent de la plaque éclairée. Donc, avec nos notations précédentes, le courant limite sera égal à I_e .

La valeur du libre parcours à la pression où le courant est maximum se calcule à partir de l'équation (3) en déterminant la valeur de l qui rend $\frac{f(Xel) - \beta}{l}$ maximum. Cette condition donne

$$f'(Xel)Xel = f(Xel) - \beta,$$

équation qui détermine Xel . Ainsi, quand le courant est maximum, Xl a une valeur constante. Ceci concorde avec le résultat de Stoletow, que si p_m est la pression pour laquelle le courant est maximum, $\frac{X}{p_m}$ est constant.

138. Nous verrons plus loin que les ions positifs peuvent provoquer une ionisation lorsque leur énergie cinétique dépasse une certaine valeur, de beaucoup supérieure à celle qui est nécessaire aux ions négatifs pour produire le même résultat. Pour calculer l'effet de l'ionisation produite par les ions positifs, nous pouvons procéder ainsi : soient m le nombre d'ions positifs par centimètre cube, w leur vitesse, l leur libre parcours moyen, $F(Xel')$ la fraction du nombre de collisions suivie d'ionisation, négligeant les recombinaisons que nous pouvons considérer comme très peu nombreuses dans le champ intense que nous considérons; les équations de continuité nous donnent

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dt} + \frac{d}{dx}(nu) &= \frac{nu}{l} f(Xel) + \frac{mw}{l'} F(Xel'), \\ \frac{dm}{dt} - \frac{d}{dx}(mw) &= \frac{nu}{l} f(Xel) - \frac{mw}{l'} F(Xel'). \end{aligned}$$

x est mesuré dans la direction du mouvement des ions positifs, les autres notations restant les mêmes que précédemment.

En régime permanent $\frac{dn}{dt}$ et $\frac{dm}{dt}$ s'annulent et, puisque $e(nu + mw) = i$, nous avons

$$\frac{d}{dx}(enu) = \frac{enu}{l} f(Xel) + \frac{i - enu}{l'} F(Xel');$$

la solution de cette équation, si l'on regarde X comme constant, est

$$enu = -\frac{i\gamma}{\alpha - \gamma} + C\varepsilon^{\alpha - \gamma}x,$$

α et γ étant donnés respectivement par $\frac{f(Xel)}{l}$ et $\frac{F(Xel')}{l'}$, C étant la constante d'intégration.

Nous pouvons déterminer C sachant que nous avons $enu = I$ lorsque $x = 0$; par suite,

$$enu = I\varepsilon^{\alpha - \gamma}x + \frac{i\gamma}{\alpha - \gamma}(\varepsilon^{(\alpha - \gamma)x} - 1).$$

Soit d la distance entre les plaques; alors, si $x = d$, $enu = i$; on a

$$i = \frac{I\varepsilon^{\alpha - \gamma}d(\alpha - \gamma)}{\alpha - \gamma\varepsilon^{\alpha - \gamma}d}.$$

Si la distance entre les plaques est un multiple élevé du libre parcours moyen d'un corpuscule, avec ce champ intense $\varepsilon^{(\alpha - \gamma)d}$ est très grand; il faut donc seulement que γ atteigne une valeur très faible pour rendre $\gamma\varepsilon^{(\alpha - \gamma)d}$ égal à α ; dans ce cas i devient infini et la décharge passe. Ainsi, lorsque on atteint ce point où l'ionisation par les ions positifs commence à se faire sentir, un très faible accroissement du champ produit un énorme accroissement du courant aboutissant au passage d'une décharge.

139. La vitesse avec laquelle les corpuscules sont projetés à partir du métal illuminé a une très grande importance; si en effet elle dépasse une certaine valeur, les corpuscules au voisinage de la surface de la plaque ioniseront le gaz, même si le champ électrique est trop peu intense pour que l'énergie cinétique qu'il leur communique suffise à leur donner un pouvoir ionisant. La vitesse des corpuscules au moment de leur émission a été mesurée par Lenard (¹); il trouva que dans des vides très élevés la surface éclairée continuait à émettre des corpuscules même lorsqu'elle avait une faible charge positive, ce qui prouve que les corpuscules sont projetés avec une énergie suffisante pour leur permettre de poursuivre leur route tout en étant

(¹) LENARD, *Ann. der Phys.*, t. VIII, 1902, p. 149.

soumis à une faible force retardatrice. En mesurant les différences des nombres de corpuscules projetés lorsque la plaque éclairée supporte des charges électriques positives croissantes, on peut déterminer le nombre de corpuscules ayant à l'émission des vitesses déterminées. Lenard trouva que les corpuscules n'étaient pas tous émis avec la même vitesse. La Table suivante donne la répartition des particules suivant les vitesses, dans le cas du platine, de l'aluminium et du carbone. Les vitesses sont comptées perpendiculairement à la surface du métal.

	Carbone.	Platine.	Aluminium.
Corpuscules émis avec des vitesses comprises entre 12 et 8×10^7 cm : sec.....	0,000	0,000	0,004
Corpuscules émis avec des vitesses comprises entre 8 et 4×10^7 cm : sec.....	0,049	0,155	0,151
Corpuscules émis avec des vitesses comprises entre 4 et 0×10^7 cm : sec.....	0,67	0,65	0,49
Corpuscules émis seulement avec l'aide d'un champ électrique extérieur.....	0,08	0,21	0,35
	<u>1,00</u>	<u>1,00</u>	<u>1,00</u>

Les différences de vitesse dans chaque cas d'émission sont dues en partie à ce que, comme Ladenburg (1) l'a trouvé, les corpuscules proviennent d'une couche d'épaisseur finie. Ceux qui proviennent des parties profondes ont subi lorsqu'ils émergent un nombre de collisions plus grand avec les molécules du métal que ceux qui viennent des couches superficielles; ils ont ainsi leurs vitesses plus réduites avant de sortir du métal.

140. Pour pouvoir s'échapper d'une surface conductrice, les corpuscules doivent s'élancer avec des vitesses très considérables. Un corpuscule chargé négativement, voisin de la surface, sera par suite de l'induction électrostatique attiré et ramené vers elle si la vitesse avec laquelle il est projeté ne dépasse pas une certaine valeur. Si r est la distance du corpuscule à la surface quand il s'élance, $\frac{1}{2}mv^2$, énergie cinétique initiale, doit être plus grand que $\frac{e^2}{r}$ pour qu'il puisse s'en éloigner, e étant sa charge et m sa masse. Si $r = 10^{-4}$ centimètres, $\frac{e}{m}$ étant égal à 5.1×10^{17} (en unités électrostatiques), $e = 3.4 \times 10^{-10}$, v doit être plus grand que 9×10^7 cm : s. Les vitesses mesurées par Lenard sont celles que possède le corpuscule après avoir échappé à l'attraction électrostatique due à la surface du métal.

(1) LADENBURG, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 558.

Cette attraction du corpuscule par induction électrostatique est diminuée, si à la surface du métal se trouve une double couche électrique, telle que celle qui provient d'une pellicule de gaz condensé, le feuillet positif étant en dehors et le feuillet négatif au voisinage du métal; dans ce cas, le champ électrique qui existe entre les feuillets favorise l'expulsion du corpuscule. Nous avons une très grande probabilité en faveur de l'existence de telles couches, et le fait observé par Wulf (1) que le courant photoélectrique émis par le platine peut être accru presque de dix fois sa valeur lorsqu'on dépose électrolytiquement de l'hydrogène à sa surface, suggère l'idée que ces couches peuvent produire des effets extrêmement considérables.

C'est ce à quoi nous pouvions nous attendre d'après les valeurs des vitesses de projection obtenues par Lenard; un examen du Tableau montre que dans le cas du carbone 95 pour 100 des corpuscules sont projetés avec des vitesses inférieures à 4×10^7 cm : s. Cette vitesse est celle que peut acquérir le corpuscule en passant à travers une différence de potentiel de 0,5 volt. Ainsi, une pellicule gazeuse à la surface du carbone avec une différence de potentiel de 0,5 volt (le feuillet négatif étant extérieur), arrêtera pratiquement d'une façon complète l'émission de corpuscules par le carbone illuminé.

141. La vitesse de projection la plus grande observée par Lenard correspond au passage de la charge électrique du corpuscule à travers une différence de potentiel de 5 volts environ. A la suite de ses expériences, il aboutit à cette conclusion qu'un corpuscule ne peut produire des ions par collision contre les molécules si sa vitesse n'est pas égale à celle que lui communiquerait sa charge en traversant une différence de potentiel de 11 volts. Il est cependant évident que les corpuscules qui se meuvent rapidement au moment où ils sont expulsés du métal demanderont moins d'énergie pour atteindre la vitesse qui leur permet de provoquer l'ionisation que ceux qui à l'intérieur du gaz ont eu leur vitesse réduite par des collisions répétées avec les molécules de ce dernier. Par suite, une force électrique relativement faible au voisinage de la plaque provoquera une ionisation dans cette région. L'ionisation par collision que l'on observe dans un cas comme celui-ci diffère de celle que nous avons étudiée précédemment en ce qu'elle est confinée à la région voisine de la surface illuminée et ne se produit pas dans le reste du champ. L'effet produit

(1) WULF, *Ann. der Phys.*, t. IX, 1902, p. 916.

sur le courant par cette augmentation de l'ionisation près de la surface est à peu près équivalent à celui que produirait une augmentation du nombre de corpuscules émis par elle. L'examen des courbes données par Varley (*fig. 65 et 66*) suggère l'idée que quelque phénomène analogue doit se produire. Elles nous montrent que, lorsque la pression est basse, pas trop basse cependant, environ égale à 1^{mm} , le courant sous un champ électrique insuffisant pour donner à un corpuscule partant du repos une énergie suffisante pour lui permettre d'agir comme ionisant, est plus intense que le courant de saturation dans un vide plus élevé. Ce dernier, si toutefois aucune pellicule superficielle n'est arrachée lorsqu'on réduit la pression, mesure le nombre de corpuscules émis par la surface illuminée. Puisque dans le gaz sous une pression de 1^{mm} le courant est supérieur au courant de saturation, alors même que le champ électrique est relativement faible, il doit y avoir plus d'ions que ceux émis par la plaque métallique. Avec cette manière de voir, ces ions supplémentaires seraient produits par les collisions au voisinage de la plaque électrisée.

Il est intéressant de remarquer combien est faible la quantité d'énergie transportée par le courant de corpuscules émis sous l'action de la lumière ultraviolette devant celle rayonnée par la radiation thermique ordinaire. Dans les expériences de Lenard, rapportées page 263, le courant de saturation est environ égal à 25×10^{10} coulombs par seconde. Si les corpuscules étaient tous émis avec une vitesse égale à celle qu'ils peuvent acquérir sous une chute de potentiel de 5 volts (ce qui est beaucoup au-dessus de la moyenne), le nombre d'ergs émis par seconde serait $5 \times 10^8 \times 25 \times 10^{10}$ ou 1,25. La surface illuminée avait une aire égale à 7^{cm^2} environ. Le nombre d'ergs émis par suite par centimètre carré et par seconde était égal seulement à 0,18. Un corps noir à la température de 0°C . émet par centimètre carré et par seconde environ 25000 ergs.

142. Lenard (¹) fit cette très importante découverte, que la vitesse de projection des corpuscules émis sous l'action de la lumière ultraviolette est indépendante de l'intensité de cette dernière. Le nombre de corpuscules émis lui est proportionnel, mais la vitesse de chaque corpuscule dépend seulement de la nature de la surface illuminée. Un examen rapide montre que ce résultat entraîne des conséquences très importantes. Il prouve que la vitesse des corpuscules n'est pas due à l'action directe sur eux de la force électrique, qui, d'après la

(¹) LENARD, *Ann. der Phys.*, t. VIII, 1902, p. 149.

théorie électro-magnétique de la lumière, existe dans un faisceau incident de rayons. Il donne à penser que l'action de la lumière consiste à rendre instable dans le corps illuminé un système quelconque, atome, molécule ou groupe de molécules, et que ces systèmes se groupent d'eux-mêmes de manière à présenter le minimum d'énergie potentielle. Cette diminution d'énergie potentielle sera accompagnée d'une augmentation correspondante de l'énergie cinétique, et il pourra y avoir ainsi projection de corpuscules en dehors des atomes de la substance éclairée. On peut donner comme exemple de l'action de la lumière sur les modifications des systèmes les nombreux cas de production d'isomères de composés organiques accompagnés d'un phénomène calorifique. Avec cette manière de voir, l'expulsion d'un corpuscule par la substance serait due en quelque sorte à une explosion; dans le cas d'un corps simple, ce ne peut être que l'explosion d'un atome, telle qu'elle peut être produite par un arrangement nouveau de quelques-uns des corpuscules que nous supposons le former; l'énergie qui provoque l'expulsion du corpuscule dériverait ainsi de l'énergie interne de l'atome. Dans cette hypothèse la substance serait dans une certaine mesure altérée par l'incidence de la lumière ultraviolette, et, si la substance est un corps simple, nous pouvons supposer que quelques-uns de ses atomes ont été modifiés. Nous n'avons pas de preuve directe qu'il se produise une telle modification, à moins toutefois que les phénomènes de *fatigue* (voir p. 287) lui doivent en partie leur origine. Un calcul simple montrera que la quantité de matière modifiée à la suite de l'émission des corpuscules sous l'influence de la lumière ultraviolette serait, au cours d'une expérience pratiquement réalisable, excessivement faible. Un courant photoélectrique transportant 10^{-10} coulombs par seconde et par centimètre carré est supérieur à l'intensité moyenne que l'on peut observer et demanderait 300 ans pour modifier tous les atomes appartenant à la couche superficielle. On détermine cette durée de la manière suivante.

Les corpuscules, comme Ladenburg (1) l'a montré, ont pour point de départ une couche d'épaisseur finie. En élevant la température d'une feuille de verre recouverte de couches de nickel d'épaisseurs variables, il trouva que l'effet photoélectrique croissait avec l'épaisseur de nickel jusqu'à ce qu'on atteigne 10^{-4} centimètres; ensuite le phénomène était normal et indépendant de l'épaisseur. Nous devons donc

(1) LADENBURG, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 558.

admettre que les corpuscules proviennent d'une couche de 10^{-1} centimètres d'épaisseur. Dans une telle couche et par centimètre carré, il y a environ 10^{20} molécules. Si chacune d'elles fournit seulement un corpuscule, la quantité totale d'électricité portée par ces derniers serait d'environ 1 coulomb; or comme par seconde il y a émission de 10^{-10} coulombs, il faudrait 10^{10} secondes, soit plus de 300 ans pour que toutes les molécules comprises dans la couche aient explosé successivement. Si l'énergie résultant de l'explosion est suffisante pour mettre en liberté plus d'un corpuscule, il faut augmenter encore grandement cette durée. Il serait intéressant de voir si les propriétés d'une pellicule très photoélectrique, comme par exemple d'une pellicule de rubidium, sont modifiées par une exposition prolongée à la lumière.

L'effet photoélectrique dépend de l'orientation du plan de polarisation de la lumière.

143. Elster et Geitel (1) firent la très intéressante découverte que, lorsque la lumière incidente est polarisée dans un plan, l'intensité et l'angle d'incidence restant les mêmes, l'effet photoélectrique est plus faible quand elle est polarisée dans le plan d'incidence que quand elle est polarisée à angle droit sur ce plan. Dans la théorie électromagnétique, on admet l'existence dans la lumière polarisée à angle droit sur le plan d'incidence d'une force électrique ayant une composante normale à la surface réfléchissante.

Quand la lumière est polarisée dans ce plan, la force électrique est parallèle à la surface. Le moyen le plus commode pour étudier l'effet de la polarisation est d'utiliser la surface d'un liquide. car il est important que la surface réfléchissante soit bien plane et que le liquide choisi soit sensible à la lumière ordinaire, puisqu'on peut alors employer un nicol pour la polariser. Les liquides employés par Elster et Geitel étaient le mélange liquide de sodium et de potassium et les amalgames de rubidium et de césium. Ils étaient placés dans des vases où l'on avait fait le vide, et l'on observait la vitesse d'émission de l'électricité négative sous l'action de la lumière tombant sur leur surface sous des angles différents. Nous donnons ci-dessous quelques-uns des résultats obtenus ainsi. Nous n'avons pas de données nous permettant de dire à quelle portion de la courbe reliant la vitesse d'émission à la force électromotrice ces observations se rapportent.

(1) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. LII, 1894, p. 433 ; t. LV, 1895, p. 684 ; t. LXI, 1897, p. 445.

Vitesse d'émission (i) de l'électricité par l'alliage de sodium et de potassium exposé à la lumière blanche polarisée à angle droit sur le plan d'incidence.

Angle d'incidence.	i.	Angle d'incidence.	i.	Angle d'incidence.	i.
0°		0°		0°	
0... 2,8		30... 17,4		60... 28,7	
10... 5,2		40... 23,4		70... 23,8	
20... 11,2		50... 27,0		80... 11,0	

Vitesse d'émission (i) de l'électricité par le même amalgame exposé à la lumière blanche polarisée dans le plan d'incidence.

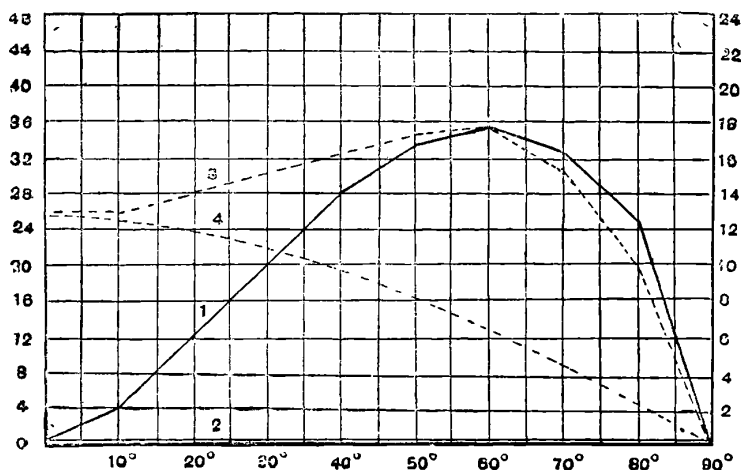
Angle d'incidence.	i.	Angle d'incidence.	i.	Angle d'incidence.	i.
0°		0°		0°	
3... 2,8		30... 2,65		60... 1,51	
10... 2,78		40... 2,24		70... 1,01	
20... 2,87		50... 1,80		80... 0,33	

Ainsi, sauf pour l'incidence normale, où les deux valeurs sont nécessairement égales, l'émission produite par la lumière polarisée dans le plan d'incidence est beaucoup plus faible que celle produite par la lumière polarisée à angle droit sur ce plan. Nous voyons aussi que tandis que dans le dernier cas le courant décroît constamment à mesure que l'angle d'incidence augmente, il croît dans le premier avec l'angle d'incidence jusqu'à ce que celui-ci soit d'environ 60°, après quoi il décroît.

Elster et Geitel ont déterminé comment la quantité de lumière absorbée par le métal variait avec l'angle d'incidence dans le cas de la lumière polarisée dans le plan d'incidence ou perpendiculairement à lui. La figure 68 représente les absorptions et les courants photoélectriques correspondants. Les courbes 1 et 2 représentent les courants photoélectriques dus à la lumière polarisée à angle droit sur le plan d'incidence et dans ce plan; les courbes 3 et 4, les absorptions de la lumière dans ces cas. On remarquera que dans chaque cas le courant et l'absorption croissent et décroissent simultanément, mais qu'une quantité donnée de lumière absorbée est beaucoup plus efficace pour provoquer une émission quand son plan de polarisation est à angle droit sur le plan d'incidence que quand il est dans ce plan. Les considérations suivantes, dues à Elster et Geitel, rendent plus claire la relation qui existe entre l'absorption et le courant. Supposons que l'intensité de la lumière incidente polarisée à angle droit sur le plan d'incidence soit égale à 1, que la quantité de lumière absorbée quand l'angle d'incidence est Φ soit a_{Φ} et a_0 lorsque $\Phi = 0$. Quand l'angle d'incidence

est égal à Φ , la composante de la force électrique parallèle à la surface est proportionnelle à $\cos \Phi$ et l'énergie qui correspond à cette composante à $\cos^2 \Phi$. La portion absorbée de cette énergie sera $a_0 \cos^2 \Phi$; donc $a_\Phi - a_0 \cos^2 \Phi$ sera l'énergie due à la force électrique à angle droit sur la surface et absorbée par le métal. Supposons que I_Φ soit le courant quand l'angle d'incidence est Φ , I_0 le courant quand l'angle d'incidence est 0, l'intensité de la lumière étant égale à 1. L'intensité due à la force électrique parallèle à la surface est $\cos^2 \Phi$; le courant

Fig. 68.

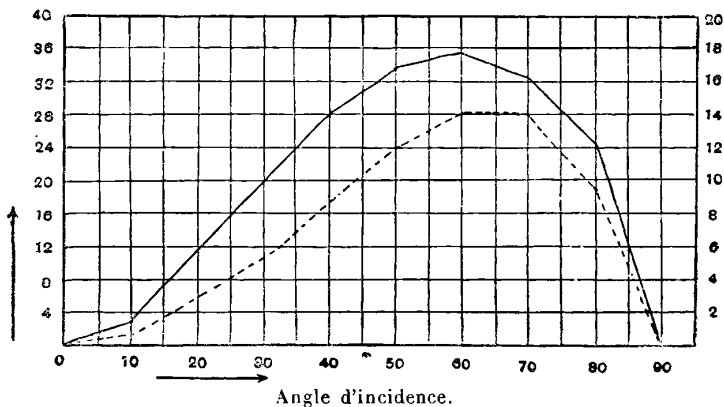


qu'elle provoque est $I_0 \cos^2 \Phi$, donc le courant produit par la composante de la force électrique perpendiculaire à la surface peut être pris égal à $I_\Phi - I_0 \cos^2 \Phi$. Or Elster et Geitel ont montré que $a_\Phi - a_0 \cos^2 \Phi$ et $I_\Phi - I_0 \cos^2 \Phi$ sont approximativement proportionnels l'un à l'autre. Ceci peut se voir sur les deux courbes de la figure 69, qui représentent la variation de ces deux quantités avec l'angle d'incidence. La ligne continue représente la variation du courant; la ligne ponctuée, la variation de l'absorption.

Si nous admettons que l'effet photoélectrique est dû à l'émission de corpuscules négatifs par le métal, nous pouvons expliquer comme suit l'influence de l'orientation des plans de polarisation. Nous pouvons supposer que l'énergie provenant de la lumière absorbée par le métal va à quelques-uns d'entre eux, leur communique une énergie suffisante pour leur permettre de s'échapper du métal, comme cela se passe à très haute température. Ces corpuscules ont acquis, sous l'influence de la lumière ultraviolette, une énergie cinétique supérieure

à celle que possède une molécule gazeuse à la température du métal; de chaque collision d'un corpuscule avec une molécule métallique résultera une perte d'énergie cinétique; si donc le corpuscule doit s'échapper du métal, il sera important qu'il subisse un nombre de collisions aussi restreint que possible avant d'atteindre la surface, c'est-à-dire qu'il se meuve à peu près normalement à elle. Quand la lumière est polarisée à angle droit sur le plan d'incidence, on a une composante de la force électrique normale à la surface, qui orientera quelques-uns des corpuscules dans cette direction. Quand, au contraire, la lumière

Fig. 69.



est polarisée dans le plan d'incidence, la force électrique est parallèle à la surface et tend à faire mouvoir les molécules parallèlement à elle. Ainsi les corpuscules auront, avant de s'échapper, à subir un nombre de collisions plus grand dans ce cas que dans le premier, et ils auront ainsi moins de chances d'atteindre la surface avec une énergie suffisante pour s'en échapper.

Les expériences d'Elster et Geitel ont été faites avec des radiations appartenant au spectre visible, les substances employées, alliage de sodium, potassium et rubidium, donnant des effets photoélectriques intenses avec les radiations de grande longueur d'onde. Il ne semble pas y avoir d'effet appréciable lorsqu'on emploie de la lumière ultraviolette. Lenard ⁽¹⁾ et Ladenburg ⁽²⁾ ont trouvé qu'avec elle les effets photoélectriques dépendent seulement de l'intensité et sont indépendants des positions du plan de polarisation et de l'angle d'incidence. Ceci concorde avec les résultats de Ladenburg, d'après qui la source

⁽¹⁾ LENARD, *Ann. der Phys.*

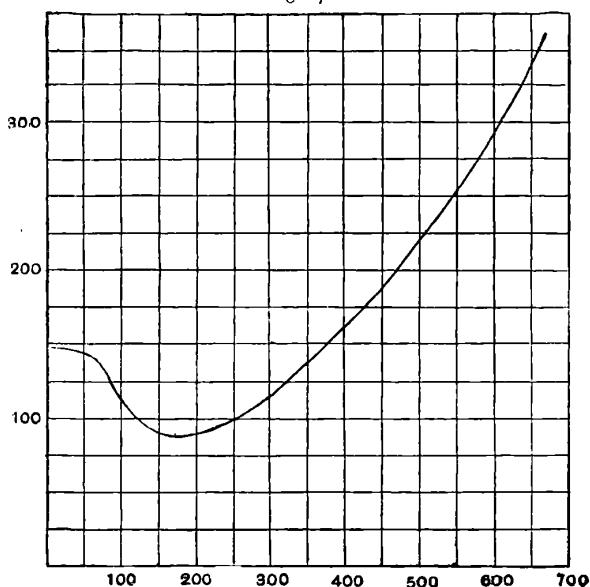
⁽²⁾ LADENBURG, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 558.

des effets photoélectriques réside dans une couche d'épaisseur finie, puisque la lumière, après avoir pénétré dans le métal, perd rapidement les propriétés de polarisation qu'elle possédait avant l'incidence.

Influence de la température sur l'effet photoélectrique.

144. L'influence exercée par la température du métal sur l'effet photoélectrique a été étudiée par Hoor (¹), Stoletow (²), Elster et Geitel (³), Righi (⁴) et Zeleny (⁵). Hoor trouva que la sensibilité d'une plaque de zinc pour la lumière diminuait quand sa température s'élevait de 18° à 55°. Stoletow trouva au contraire qu'en élevant la température jusqu'à 200° on accroissait la sensibilité, et Elster et Geitel, qu'une variation de température n'avait aucun effet sur le zinc.

Fig. 70.



Righi trouva que la charge positive donnée par la lumière à une plaque primitivement neutre était plus grande quand la plaque était chaude que quand elle était froide. Nous devons nous rappeler qu'un

(¹) HOOR, *Wien. Berichte*, t. XCVII, 1888, p. 719; *Exner's Rep.*, t. XXV, 1889, p. 91.

(²) STOLETOW, *Comptes rendus*, t. CVIII, 1889, p. 1241.

(³) ELSTER ET GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XLVIII, 1893, p. 625.

(⁴) RIGHI, *Atti Ist. Ven.*, t. VII, Mem. 11.

(⁵) ZELENY, *Physical Review*, t. XII, 1901, p. 321.

courant d'air soufflant sur une plaque en accroît la charge positive; une partie de l'effet observé par Righi peut donc avoir été dû aux courants d'air provoqués par la plaque chaude. En examinant les interprétations de ces résultats qui semblent tous contradictoires, il faut nous rappeler que les circonstances qui affectent la sensibilité du métal à la lumière dépendent beaucoup de l'intensité du champ. Supposons ainsi que nous opérions avec un champ intense et que le gaz environnant le métal soit à une pression excessivement basse. Le courant photoélectrique est saturé et mesure le nombre des corpuscules émanés du métal dans l'unité de temps. Des mesures de l'action de la température dans ce cas admettront une interprétation parfaitement définie. Mais quand le gaz est à une pression élevée et l'intensité du champ faible, c'est-à-dire lorsque nous nous trouvons sur la première partie de la courbe reliant le courant à la différence de potentiel, l'interprétation de l'effet de la température reste ambiguë, car le courant dans cette période dépend non seulement de la vitesse d'émission des corpuscules, mais aussi de la mobilité des ions à travers le gaz.

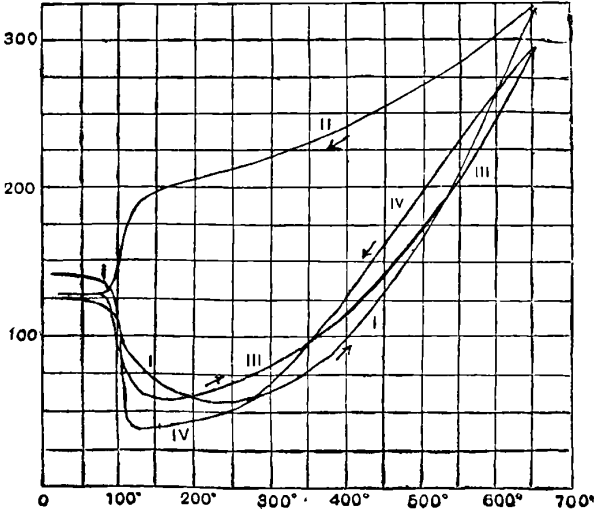
De plus, l'accroissement de la température peut modifier la pression du gaz et par suite la vitesse des ions à son travers, et il faudrait pousser un peu plus loin les expériences pour séparer l'effet dû à la vitesse des ions de celui dû à la vitesse d'émission des corpuscules issus de la plaque. Les expériences d'Elster et Geitel sur l'action de la température sur le courant émis par une surface de potassium dans un vide élevé ne sont pas sujettes à cette objection, puisque l'action du gaz est éliminée. Ils trouvèrent dans ce cas un accroissement du courant d'environ 50 pour 100 quand on élève la température de 20° à 50°. De quelques expériences de l'auteur il apparaît que, lorsqu'on élève la température beaucoup plus haut, soit à environ 200°, les métaux alcalins donnent un très grand accroissement du courant, et sont beaucoup plus sensibles à la lumière aux hautes températures qu'aux basses.

Zeleny, qui mesura le courant émis par du platine et du fer exposés à la lumière ultraviolette dans l'air à la pression atmosphérique, trouva que dans le cas du platine le courant décroissait toujours au début lorsque la température augmentait, atteignait un minimum, puis croissait alors avec elle jusqu'à la plus haute température employée.

Les résultats montrèrent un curieux effet d'hystérésis; les courants obtenus pendant le refroidissement du métal étaient plus intenses à la même température que lorsque le fil se réchauffait. Les courbes

données (fig. 71) représentent ces résultats; (1) donne les courants correspondant à des températures constamment croissantes, (2) ceux qui correspondent à des températures toujours décroissantes, (3) ceux correspondant à des températures croissantes et (4) à des températures décroissantes, en laissant le fil refroidir à la température ambiante entre chaque observation. Ces observations montrent que le chauffage du fil produit quelque modification de sa surface, probablement dans

Fig. 71.



la quantité de gaz condensés sur lui ou absorbés et qu'il ne recouvre que lentement. Avec le fer, le courant minimum n'est pas, à beaucoup près, aussi bien marqué qu'avec le platine, et il n'y a pas non plus une différence si grande entre les courbes obtenues pour des températures croissantes et décroissantes. D'autre part, le courant photoélectrique croît plus rapidement avec la température pour le fer que pour le platine. Le courant à 700°C. était, dans le cas du fer, égal à 40 fois environ celui à 15°, tandis que pour le platine le courant à 700° était environ seulement 2,5 fois celui à 15°.

Zeleny rechercha également si le métal élevé à une température juste inférieure à celle pour laquelle il commencerait à émettre des ions positifs dans l'obscurité pouvait en émettre si l'on faisait tomber sur lui de la lumière ultraviolette. Il n'observa pas à la lumière une production d'ions positifs à une température plus basse que dans l'obscurité. De même, quand le métal était élevé à la température pour laquelle il émettait des ions positifs, la vitesse de

production n'était pas accrue par l'incidence sur lui de la lumière ultraviolette.

A des températures élevées, le courant électrique émis par les métaux incandescents est si grand devant celui dû à des effets photo-électriques, que l'on ne peut déceler qu'avec de très grandes difficultés les variations de ce dernier. La variation de l'effet photo-électrique, avec la température peut être étudiée plus convenablement en refroidissant le métal à des températures très basses, telles que celles qu'on obtient avec l'air et l'hydrogène liquides. Il serait alors intéressant de voir si les effets dus à la température sont liés à des changements dans la proportion de gaz absorbé par le métal.

Nature des ions produits par l'action de la lumière ultraviolette sur les métaux.

145. Les expériences de l'auteur et celles de Lenard (voir p. 135) montrent que dans un vide élevé les métaux éclairés par la lumière ultraviolette émettent des corpuscules, c'est-à-dire des particules dont la masse est seulement la millième partie de celle d'un atome d'hydrogène. Quand le métal est entouré par un gaz, les corpuscules viennent bientôt heurter les molécules de ce dernier, s'attachent à elles et doivent les entraîner dans leurs mouvements sous l'action du champ électrique. La vitesse des ions négatifs à travers différents gaz a été mesurée par Rutherford (voir p. 60), qui montra que la vitesse de l'ion était indépendante de la nature du métal frappé par la lumière, mais dépendait du gaz à travers lequel l'ion devait se mouvoir. Il montra également que la vitesse dans un gaz de l'ion négatif produit par la lumière ultraviolette était très approximativement la même que celle de l'ion produit par les rayons de Röntgen à travers le même gaz.

La diminution de l'effet photoélectrique, produite par un champ magnétique transversal quand la pression du gaz est basse, et découverte par Elster et Geitel ⁽¹⁾, a déjà été discutée page 136.

L'effet photoélectrique semble disparaître immédiatement après l'arrêt de la lumière. Stoletow ⁽²⁾, qui fit une série d'expériences sur ce point, ne put mettre en évidence un intervalle de temps fini entre l'incidence de la lumière et l'apparition de l'effet photoélectrique

(1) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XLI, 1890, p. 166.

(2) STOLETOW, *Aktinoelectrische Untersuchungen, Physikalisch. Revue*, t. I, 1892, p. 725.

total ou entre l'éclipse de la lumière et la cessation totale de l'effet. Il montra en tous cas que cet intervalle doit être inférieur de toutes façons à $\frac{1}{1000}$ de seconde.

Fatigue photoélectrique.

146. La valeur de l'émission des corpuscules négatifs pour quelques métaux est plus grande lorsqu'une surface nette est exposée pour la première fois à la lumière ultraviolette que lorsqu'elle y a été exposée pendant quelque temps. La cause de cet effet, désigné sous le nom de *fatigue photoélectrique*, n'a cependant pas été entièrement expliquée et il y a encore quelques discordances entre les résultats des expériences auxquelles il a donné lieu. Il semble, à n'en pas douter, qu'il varie beaucoup : 1^o avec des métaux différents; 2^o avec la nature du gaz qui entoure le métal; 3^o avec la qualité de lumière ultraviolette. Ainsi Ladenburg (1) trouva que l'aluminium dans un vide élevé ne présentait aucune fatigue, alors qu'elle était très marquée avec l'argent. La surface de l'argent devenait rugueuse sous l'influence de la lumière ultraviolette, ce qui permet de penser qu'il y a arrachement de particules d'argent de la surface du métal, tandis que la surface d'aluminium n'est pas affectée. Ladenburg (1) montra que l'état de poli de la surface avait une grande influence sur l'effet photoélectrique. Varley trouva que, tandis que le zinc se fatigue rapidement dans l'air, il n'en est pas de même dans l'hydrogène. La fatigue photoélectrique peut être dans ce cas attribuée à une oxydation superficielle; elle n'est pas toujours due cependant à cette cause, car Lenard (2) l'a observée dans le meilleur vide qu'il put obtenir. Von Schweidler (3) trouva qu'elle ne dépendait pas de l'état d'électrisation de la surface et se produisait aussi rapidement lorsque cette dernière était électrisée positivement, auquel cas il n'y avait aucune émission d'électricité, que lorsqu'elle avait une charge négative et qu'on avait production d'un courant. Kreuzler (4) et Buisson (5) trouvèrent que la fatigue ne se produisait pas dans l'obscurité, et par suite qu'elle était due à l'action de la lumière. Hallwachs (6), qui étudia des surfaces de Cu, Cu₂O et Cu, O, trouva d'autre part que la fatigue

(1) LADENBURG, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 558.

(2) LENARD, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 449.

(3) VON SCHWEIDLER, *Wien. Ber.*, t. CXII, 11a, 1903, p. 974.

(4) KREUSLER, *Ann. der Phys.*, t. VI, 1901, p. 398.

(5) BUISSON, *Journ. de Phys.*, 3^e série, t. X, 1901, p. 597.

(6) HALLWACHS, *Physik. Zeitschr.*, t. V, 1904, p. 239.

photoélectrique se manifestait aussi bien dans l'obscurité qu'à la lumière; il trouva qu'elle était beaucoup moindre dans des récipients de faible volume que dans d'autres de volume plus considérable ou à l'air libre, et il l'attribua à l'action de l'ozone. L'existence de cette fatigue dans des vides élevés montre que telle n'est pas sa seule cause. Un grand nombre de ses effets peut être expliqué par la formation ou la destruction de pellicules de gaz sur la surface du métal, donnant naissance à une double couche qui favorise ou gêne l'émission de corpuscules par ce dernier. Ces doubles couches, comme le calcul l'a montré page 276, peuvent provoquer des variations énormes des effets photoélectriques. Buisson a montré que la différence de potentiel dans une solution entre une plaque et un métal témoin est modifiée lorsqu'on retire la plaque de la solution, qu'on l'expose à la lumière ultraviolette et la replace à nouveau dans la solution. Ce résultat est favorable à l'hypothèse que la lumière ultraviolette agit sur des pellicules de gaz recouvrant le métal.

Cette question présente un grand intérêt, spécialement au point de vue de l'hypothèse que la lumière ultraviolette peut provoquer des modifications lentes chez quelques-uns des atomes de la substance qu'elle frappe. De tels changements peuvent avoir une action sur le pouvoir photoélectrique des corps, même dans les vides les plus élevés.

*Relation entre les effets photoélectriques, la fluorescence
et l'ionisation des solutions.*

147. G.-C. Schmidt (1) fit une série d'expériences sur ce sujet et arriva à cette conclusion qu'on ne peut mettre clairement en évidence une relation intime entre les effets photoélectriques, l'ionisation et la fluorescence; tandis en effet que pour la fuchsine il semblait y avoir une indication nette d'une connexion entre l'ionisation et les effets photoélectriques, puisque des solutions aqueuses de fuchsine sont photoélectriques alors que des solutions alcooliques et acétoniques ne le sont pas, et que la fuchsine est ionisée dans l'eau alors qu'elle ne l'est pas dans les autres solvants, les résultats obtenus avec l'éosine semblaient infirmer d'une manière décisive cette relation; l'addition en effet de sels neutres, tels que IK, NaCl, INa, détruit l'ionisation et n'a en solution aqueuse aucune influence sur les effets photoélectriques. De même le rouge de Magdala est fluorescent

(1) G.-C. SCHMIDT, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 708.

dans l'alcool, l'alcool amylique et l'acétone. Or, les deux premières solutions sont photoélectriques, la dernière ne l'est pas. Les sels qui se décomposent sous l'action de la lumière, comme les sels haloïdes d'argent, sont fortement photoélectriques.

Dans le cas de l'eau, un changement de l'état physique semble corrélatif d'un changement des propriétés photoélectriques. Brillouin ⁽¹⁾ trouva, en effet, que la glace sèche était photoélectrique, tandis que l'eau à l'état liquide ne l'était pas.

Cantor ⁽²⁾ et Knoblauch ⁽³⁾ ont émis l'opinion que l'effet photoélectrique dépend de l'oxydation; ceci basé sur le fait que les substances élémentaires ou composées qui présentent cet effet sont celles qui se combinent à l'oxygène. Il est cependant, je crois, nécessaire de distinguer entre le pouvoir de se combiner à l'oxygène et l'acte de combinaison.

Nous devrions nous attendre à ce que les substances photoélectriques soient oxydables, puisqu'elles perdent rapidement des corpuscules négatifs, se chargent ainsi positivement et se trouvent dans un état convenable pour se combiner avec une substance électro-négative comme l'oxygène. Il n'est cependant pas évident que la présence de l'oxygène soit nécessaire pour que les effets photoélectriques se manifestent. En fait, l'évidence du contraire semble concluante, car des substances comme le rubidium et le potassium, renfermées dans un récipient où le vide a été poussé très loin, semblent conserver indéfiniment leur pouvoir photoélectrique, alors que toute trace d'oxygène aurait bientôt été absorbée par eux.

Les phénomènes photoélectriques paraissent très favorables à l'hypothèse d'après laquelle les actions chimiques produites par la lumière seraient dues à l'émission de corpuscules par quelques-uns des atomes de la substance illuminée; au lieu de supposer que l'émission des corpuscules est un effet secondaire, et que la combinaison chimique constitue le phénomène principal. Comme exemple des modifications que peut produire la lumière sur les propriétés chimiques, nous pouvons considérer les questions de valence ou de charge électrique portée par un atome dans un composé. La valence dépend des aptitudes relatives des atomes constituant le corps à repousser ou à attirer les corpuscules. Les phénomènes photoélectriques mon-

(1) BRILLOUIN, *Écl. électr.*, t. XIII, 1897, p. 577.

²) CANTOR, *Wien. Sitzungber.*, t. CII, 1893, p. 1188.

KNOBLAUCH, *Zeit. f. physikalische Chemie*, t. XXIX, 1899, p. 257.

trent que cette propriété est considérablement influencée par la lumière. Nous pouvons donc nous attendre à ce que l'exposition à la lumière puisse affecter les valence des atomes, et nous trouvons expérimentalement que beaucoup de transformations chimiques produites par la lumière sont accompagnées d'un changement de valence.

Si l'atome du métal possède une charge électrique positive, il lui faudra atteindre, pour repousser un corpuscule, une plus grande vitesse initiale que s'il était primitivement neutre. C'est peut-être là la raison pour laquelle un composé tel que Na Cl, renfermant un atome d'un élément très photoélectrique, possède un pouvoir photoélectrique très faible. La charge positive de l'atome de sodium dans le composé empêcherait de s'échapper des corpuscules qui auraient pu le faire avec un atome neutre. Si la charge d'un atome peut avoir plusieurs valences, comme c'est le cas lorsque l'élément a une valence variable, le composé dans lequel le métal a la plus grande valence et par suite la plus forte charge positive aurait une tendance à avoir le plus faible pouvoir photoélectrique.

CHAPITRE XI.

IONISATION PAR LES RAYONS DE RÖNTGEN.

148. Nous porterons notre attention, dans ce Chapitre, uniquement sur les propriétés ionisantes des rayons, laissant pour plus tard les considérations sur la manière de les produire et les discussions relatives à leur nature. Il est cependant utile d'énumérer quelques-unes de leurs plus importantes propriétés. Röntgen (1) trouva, en 1895, que des effets très remarquables se manifestaient au voisinage d'un tube dans lequel on avait fait un vide avancé et au travers duquel passait une décharge électrique : le vide était poussé assez loin dans le tube de verre pour qu'une vive fluorescence verdâtre apparut sur ses parois. Il trouva qu'un écran recouvert d'une substance phosphorescente, telle que le platinocyanure de potassium, devenait lumineux lorsqu'on le plaçait dans le voisinage du tube et qu'une plaque épaisse de métal projetait une ombre nette quand elle était interposée entre le tube et l'écran; au contraire, des substances légères, telles qu'une feuille d'aluminium mince, une feuille de carton, du bois, ne projetaient que des ombres très pâles, montrant ainsi que l'agent producteur de cette phosphorescence traversait avec une très grande facilité des corps opaques à la lumière ordinaire. En règle générale, plus grande est la densité d'une substance, plus elle est opaque pour ces rayons. Ainsi les os sont beaucoup plus opaques que les chairs; si donc on place la main entre le tube à décharge et la plaque, les contours des os seront distinctement visibles dans l'ombre projetée sur l'écran; ou encore, si l'on place entre le tube et la plaque une bourse renfermant des pièces de monnaie, la bourse ne portera qu'une ombre faible, tandis que celle projetée par les pièces de monnaie sera très noire. Röntgen montra que l'agent (appelé maintenant *rayons de Röntgen*) qui pro-

(1) RÖNTGEN, *Wied. Ann.*, 1898, p. 1 (d'après le Mémoire original, publié dans *Sitzungsberichte der Würzburger Physik. Med. Gesellsch.*, 1895).

duit la phosphorescence sur la plaque se propage en ligne droite et n'est pas dévié en passant d'un milieu dans un autre. Il ne subit donc pas de réfraction. Les rayons impressionnent une plaque photographique aussi bien qu'un écran phosphorescent, et on peut aisément photographier les ombres qu'ils projettent. Le temps de pose dépend de leur intensité, et celle-ci de la décharge qui passe à travers le tube et des substances qu'ils traversent dans leur parcours jusqu'à la plaque. Le temps de pose nécessaire pour obtenir une photographie peut varier de quelques secondes à plusieurs heures. La propriété que possèdent les rayons de traverser les obstacles qu'ils rencontrent sur leur trajectoire varie beaucoup avec les conditions où se trouve le tube à décharge qui les produit. Quand la pression n'y est pas très basse et quand la différence de potentiel entre les électrodes est relativement faible, les rayons n'ont qu'une force pénétrante minime et sont promptement absorbés. Ce sont des *rayons doux*. Quand au contraire le vide dans le tube est poussé beaucoup plus loin, et quand, par suite, la différence de potentiel entre les électrodes est considérablement accrue, ils ont un pouvoir pénétrant beaucoup plus grand et sont appelés *rayons durs*. Avec un tube où le vide a été poussé très loin et une forte bobine d'induction, il est possible d'obtenir des rayons produisant encore des effets appréciables après avoir traversé des feuilles de laiton ou de fer de plusieurs millimètres d'épaisseur. On montre bien la différence des pouvoirs de pénétration en observant les changements qu'on obtient dans l'ombre d'une main sur un écran phosphorescent à mesure qu'on réduit graduellement la pression dans le tube à décharge. Quand les rayons commencent à apparaître, ils sont si doux, qu'ils sont arrêtés par la chair aussi bien que par les os, et l'on ne voit ces derniers que très indistinctement. Quand le vide avance, ils deviennent plus durs, mais peuvent seulement traverser la chair. A ce moment la différence est plus nette entre les ombres portées par la chair et les os, et on les distingue mieux les uns des autres. Lorsqu'on pousse le vide encore plus loin, les rayons deviennent si durs qu'ils peuvent pénétrer également les os, et l'ombre portée redevient indistincte. Non seulement les rayons provenant des différents tubes à décharge peuvent différer entre eux, mais le même tube peut émettre en même temps des rayons de différents degrés de dureté. La propriété qui convient le mieux pour identifier une espèce de rayons est sa dureté et on la mesure assez bien par l'absorption qu'ils éprouvent en traversant une couche de feuilles d'aluminium ou d'étain d'épaisseur déterminée. Dans quelques expériences faites par l'auteur

et Mac Clelland (1) sur l'absorption produite par le passage des rayons à travers deux empilements de feuilles d'étain placés l'un derrière l'autre, on trouva que l'absorption produite par le premier était plus grande que celle due au même nombre de lames après que les rayons avaient déjà passé à travers plusieurs feuilles d'étain. Ceci montre que quelques rayons sont facilement absorbés par l'étain, tandis que d'autres le traversent avec la plus grande facilité. Les premières couches arrêteront donc la première espèce de rayons, tandis que ceux qui restent les traverseront en ne subissant qu'une absorption relativement faible. Mac Clelland montra qu'en prenant des plaques de différents métaux dont les épaisseurs étaient choisies de façon à donner la même absorption pour les rayons émanés d'un tube déterminé, on n'obtenait pas nécessairement la même absorption pour des rayons provenant d'un autre.

Les rayons de Röntgen, en traversant un gaz, le rendent conducteur de l'électricité, l'ionisent (-). Le nombre d'ions produits par seconde dans 1^{cm} par des rayons d'intensité donnée dépend de la pression du gaz, de sa nature et de sa température.

Influence de la pression.

149. Perrin (2) a montré que le nombre d'ions produits par centimètre cube et par seconde par des rayons d'intensité donnée est proportionnel à la pression du gaz. Il mit ceci en évidence en montrant que le courant de saturation à travers un volume donné de gaz était proportionnel à la pression. Le courant passait entre deux grandes plaques métalliques. On avait soin de faire en sorte que les rayons ne tombent pas sur les plaques. Cette précaution était nécessaire, car, comme nous le verrons, les rayons de Röntgen, en tombant sur un métal, produisent des rayons secondaires qui ionisent le gaz et compliquent les effets. Il est de plus nécessaire de disposer le champ électrique de telle sorte que tout le gaz exposé aux rayons, ou du moins toute la région à partir de laquelle les ions peuvent se mouvoir vers les électrodes, soit soumis à un champ électrique assez intense pour produire la saturation. Si

(1) J.-J. THOMSON et M. CLELLAND, *Pr. Camb. Phil. Soc.*, t. IX, 1899, p. 126.

(2) J.-J. THOMSON, *Camb. Univ. Reporter* Feb. 4, 1896. — BENOIST et HURMUZESCU, *Comptes rendus*, t. CXXII, 1896, p. 235. — RIGHI, *Acc. dei Lincei*, 5^e série, t. V, 1896, p. 143.

(3) PERRIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 7^e série, t. XI, 1897, p. 496.

la saturation n'est pas atteinte en effet dans tout le volume du gaz, le courant dépendra de la mobilité des ions aussi bien que de leur nombre. La mobilité des ions croissant à mesure que la pression diminue, le courant, lorsque la saturation n'est pas atteinte, diminuera moins rapidement avec la densité du gaz que s'il était saturé. En fait, si le champ électrique est faible, le courant croîtra lorsque la pression diminuera. Si n représente en effet le nombre d'ions positifs et négatifs par centimètre cube, q le nombre d'ions produits par seconde et par centimètre cube (voir § 14), $n = \left(\frac{q}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}}$; le courant sous l'influence d'une force électrique faible X est égal à $neX(u + v)$, e étant la charge d'un ion, u et v les mobilités des ions positifs et négatifs. Or n est proportionnel à \sqrt{q} et par suite à \sqrt{p} ; p étant la pression du gaz (voir § 15), α est indépendant de p , tandis que u et v sont proportionnels à $\frac{1}{p}$; le courant sous l'action de forces électriques faibles variera donc comme $\frac{1}{\sqrt{p}}$.

Influence de la température du gaz sur l'ionisation.

150. Cette influence a été étudiée par Perrin, qui, dans le cas de l'air, montra qu'à pression constante dans un intervalle de températures allant de -12° à 135° C. l'ionisation totale était indépendante de la température. La densité du gaz à pression constante variant en raison inverse de la température absolue et la valeur de l'ionisation lui étant dans les mêmes conditions proportionnelle, il s'ensuit que dans une masse donnée de gaz, la valeur de l'ionisation est proportionnelle à la température absolue.

Les résultats de Perrin ⁽¹⁾ impliquent que l'ionisation de l'air, lorsque la densité est maintenue constante, doit être proportionnelle à la température absolue. Les expériences récentes de Mac Clung ⁽²⁾ ont montré que, pour l'air, l'acide carbonique et l'hydrogène, l'ionisation à densité constante est indépendante de la température. Mac Clung fit deux séries d'expériences; dans l'une, la pression était maintenue constante comme dans les expériences de Perrin, et il trouva que l'ionisation était inversement proportionnelle à la température absolue; dans l'autre, il maintenait la densité constante et trouva l'ionisation indépendante de la température. L'intervalle de température allait de 15° C. à 272° C.

(1) PERRIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 7^e série, t. XI, 1897, p. 496.

(2) MAC CLUNG, *Phil. Mag.*, t. VII, 1904, p. 81.

La variation de l'ionisation avec la température est liée directement à cette question de savoir quel est l'état des molécules qui sont ionisées par les rayons de Röntgen. Il ne faut pas oublier que seule une fraction extrêmement petite des molécules est ionisée par eux. Même lorsque l'ionisation est exceptionnellement intense, le rapport du nombre d'ions libres au nombre des molécules gazeuses est inférieur à $\frac{1}{10^{12}}$. Aussi, si toutes les molécules du gaz sont également exposées aux rayons, il faut, puisque l'ionisation est limitée à une fraction excessivement petite de leur nombre, que celles qui sont ionisées se trouvent dans un état très éloigné des conditions moyennes. Une hypothèse qui vient spontanément à l'esprit consiste à supposer que ce sont seulement les molécules possédant une énergie cinétique supérieure à une certaine valeur qui sont ionisées par les rayons; mais l'étude suivante montre que dans ce cas l'ionisation devrait varier beaucoup plus rapidement avec la température que ne l'indiquent les résultats de Mac Clung ou de Perrin.

En effet, d'après la théorie cinétique des gaz, le nombre de molécules par centimètre cube, ayant des vitesses comprises entre c et $c + dc$, est égal à

$$\frac{4}{\sqrt{\pi}} m^{\frac{3}{2}} N \theta^{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{mc^2}{\theta}} c^2 dc,$$

N étant le nombre total de molécules par unité de volume, θ la température absolue et m la masse d'une molécule de gaz. Donc, si n représente le nombre de molécules ayant des vitesses supérieures à C ,

$$n = \frac{4}{\sqrt{\pi}} N m^{\frac{3}{2}} \theta^{-\frac{3}{2}} \int_{c_1}^{\infty} e^{-\frac{mc^2}{\theta}} c^2 dc,$$

ou, en posant $c^2 = \theta \omega^2$,

$$= \frac{4}{\sqrt{\pi}} N m^{\frac{3}{2}} \int_{\frac{c_1}{\sqrt{\theta}}}^{\infty} e^{-m\omega^2} \omega^2 d\omega;$$

donc, nous avons

$$\frac{dn}{d\theta} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} N m^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mc_1^2}{\theta}} \frac{c_1^3}{\theta^{\frac{5}{2}}}.$$

Or le nombre de molécules ionisées est une fraction extrêmement faible de n ; si ce sont celles qui ont une vitesse plus grande que c_1 qui sont ionisées, $e^{-\frac{mc_1^2}{\theta}}$ devra être très faible, mais alors $\frac{dn}{d\theta}$ décroîtra très rapidement avec θ . Supposons ainsi pour un moment que $e^{-\frac{mc_1^2}{\theta}}$ soit égal à 10^{-12} ; si la valeur de θ double, chacun des

termes de l'intégrale qui entre dans l'expression de n s'accroîtra de plus de 1 million de fois sa valeur, résultat en désaccord avec le fait que n est indépendant de la température. Nous en concluons que les quelques molécules qui sont ionisées ne peuvent devoir leur ionisation à la possession d'une quantité anormale d'énergie cinétique. Une objection semblable s'appliquerait au cas où l'ionisation serait due à une propriété de la molécule dont la répartition serait donnée par la loi de distribution de Maxwell-Boltzmann.

Une autre hypothèse, qui à première vue semble pouvoir expliquer la faible valeur de l'ionisation, consiste à supposer qu'elle n'est pas due à l'action directe des rayons de Röntgen sur les molécules, mais que ces derniers agissent sur les ions libres qui, comme le phénomène d'ionisation spontanée le montre, sont toujours présents, en petit nombre, même dans un gaz à l'état normal. Les rayons donneraient à ces ions une énergie cinétique suffisante pour les rendre capables d'ioniser les molécules du gaz contre lesquelles ils frappent. Pour exprimer sous une forme analytique les conséquences de cette hypothèse, supposons que le nombre d'ions libres positifs ou négatifs par centimètre cube soit n , et que par suite de l'énergie cinétique que leur communiquent les rayons chacun d'eux produise ω autres ions par seconde. Supposons que le nombre d'ions qui se recombinent par seconde soit αn^2 et que β soit le nombre d'ions produits par seconde par l'ionisation spontanée du gaz. Alors, à l'état permanent, nous avons

$$\omega n + \beta - \alpha n^2 = 0$$

ou

$$n = \frac{\omega}{2\alpha} + \sqrt{\frac{\beta}{\alpha} + \frac{\omega^2}{4\alpha^2}}.$$

Puisque le nombre d'ions produits par les rayons est grand devant $\sqrt{\frac{\beta}{\alpha}}$, nombre de ceux dus à l'ionisation spontanée, $\frac{\beta}{\alpha}$ doit être petit devant $\frac{\omega^2}{4\alpha^2}$, et nous avons approximativement $n = \frac{\omega}{\alpha}$. Nous avons ainsi une valeur définie pour le nombre d'ions par centimètre cube de gaz. Cette hypothèse conduit cependant à un résultat qui n'est pas d'accord avec l'expérience, car le courant de saturation par centimètre cube de gaz est proportionnel au nombre d'ions produits par seconde dans un centimètre cube, c'est-à-dire à ωn . Or ce nombre, étant proportionnel à n , nombre d'ions libres, serait moindre dans un champ électrique intense que dans un champ faible; dans un champ intense, en effet, la vie de l'ion est plus courte

que dans un champ faible, puisqu'il est plus rapidement entraîné hors du gaz sur les électrodes. Si donc l'hypothèse que nous discutons était exacte, le courant qui traverse un gaz quand le champ électrique est intense devrait diminuer lorsque l'intensité du champ augmente. Ceci n'ayant pas lieu, nous en concluons que l'ionisation ne se produit pas comme nous venons de l'examiner.

D'autres explications possibles du petit nombre de molécules dissociées par les rayons sont les suivantes :

1° Que les rayons sont tels, qu'une petite fraction seulement des molécules est exposée en plein à leur action; que si par exemple nous considérons un plan à angle droit sur la direction de propagation des rayons, l'énergie n'est pas distribuée d'une façon uniforme sur ce plan, mais possède une certaine structure quoique excessivement fine; des points où l'énergie est grande alternant avec d'autres où elle est faible, comme le mortier et les briques dans un mur. Si les points où l'énergie est assez grande pour produire l'ionisation d'une molécule n'occupent qu'une faible fraction de l'aire du plan à angle droit sur la direction des rayons, ces derniers pourront passer à travers un gaz et une petite fraction seulement de ses molécules sera exposée à leur influence maximum, comme dans le cas où il est traversé par un pinceau de rayons cathodiques. Nous reviendrons sur ce point quand nous considérerons la nature des rayons de Röntgen. Un autre point de vue que l'on peut adopter est le suivant; toutes les molécules d'un gaz, ce gaz pouvant cependant être comme l'hydrogène un corps simple, ne seraient pas de même espèce; aux molécules ordinaires en seraient mélangées d'autres facilement ionisables, constituant pratiquement des molécules d'un gaz différent et dont le nombre ne serait pas donné par la loi de distribution de Maxwell. Cette idée qu'un gaz n'a pas une composition homogène, mais renferme comme si elles lui étaient mélangées de petites quantités d'un autre gaz (non pas nécessairement comme impuretés provenant de sa préparation, mais comme constituant essentiel), peut paraître à première vue si opposée aux observations ordinaires de la Chimie, qu'elle ne mérite même pas l'examen. Nous pouvons cependant faire remarquer que les quantités de tels gaz, si nous pouvons nous servir de l'ionisation pour les mesurer, sont si faibles, qu'elles sont absolument inférieures à celles que peut déceler l'analyse chimique. Ce ne sont donc pas des considérations chimiques qui peuvent en démontrer la valeur ou l'inanité.

Une autre hypothèse expliquant le petit nombre des molécules ionisées serait que l'ionisation d'un atome est déterminée par ses conditions internes. Nous avons des raisons de croire que les atomes

des éléments possèdent de grandes réserves d'énergie interne et que la valeur de cette énergie ne varie pas sensiblement avec la température. Nous pouvons raisonnablement nous attendre à ce que l'énergie accumulée dans les atomes pris individuellement varie dans des proportions considérables de l'un à l'autre. Un petit nombre d'entre eux possèdent des quantités d'énergie différant beaucoup de la quantité moyenne que possèdent les autres atomes. Si les atomes qui ont une quantité anormale d'énergie interne sont beaucoup plus instables que les atomes normaux, il peut très bien se faire que seuls les premiers soient ionisés. Or comme ils sont très peu nombreux, si on les compare aux atomes normaux, le nombre d'ions produits sera, par suite, une très faible fraction du nombre des atomes.

Ionisation dans différents gaz.

151. Quand des rayons de Röntgen de même intensité traversent des gaz différents à la même pression, la valeur de l'ionisation dépend beaucoup de la nature du gaz. C'est dans l'hydrogène que le nombre d'ions produits mesurés par le courant de saturation est le plus petit et dans la vapeur d'iodure de méthyle qu'il est le plus grand. Il est aussi excessivement grand dans la vapeur de mercure.

La Table suivante donne les valeurs relatives de q , nombre d'ions produits en 1 seconde par centimètre cube de gaz à la pression et à la température ordinaires.

La valeur de q correspondant à l'air est prise pour unité.

Gaz.	q .		
	Perrin (1).	Rutherford (2).	Thomson (3).
H ²	0,026	0,5	0,33
Az ²	»	0,9	0,89
O ²	»	1,2	1,1
CO ²	1,34	1,2	1,4
CO	»	»	0,86
Az O	»	»	1,08
Az ² O	1,3	»	1,47
C ² Az ²	»	»	1,05
C ² H ²	»	»	1
H ² S	»	6	6
SO ²	6	4	6,4
H Cl	8	11	8,9
Cl ²	»	18	17,4
Az H ³	0,1?	»	1?

(1) PERRIN, *Annales de Physique et de Chimie*, 7^e série, t. XI, 1897, p. 496.

(2) RUTHERFORD, *Phil. mag.*, t. LXIII, 5^e série, 1897, p. 241.

(3) J.-J. THOMSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. X, 1900, p. 10.

Nous voyons que, quoique les résultats obtenus par les différents observateurs soient en complet accord pour la plupart des gaz, ils sont très discordants pour l'hydrogène. Nous devons nous rappeler que les différents observateurs employaient des rayons de divers degrés de dureté et que l'ionisation relative dans deux gaz dépend probablement de l'espèce de rayons employés pour la produire. Des expériences récentes faites par Mac Clung⁽¹⁾ et Eve⁽²⁾ ont montré que les valeurs relatives de l'ionisation dans différents gaz dépendent dans une large mesure de la qualité des rayons qui la provoquent. Ainsi Mac Clung a obtenu les résultats ci-dessous :

Gaz.	Ionisation relative :		Densité du gaz.
	Rayons doux.	Rayons durs.	
Air.....	1	1	1
Hydrogène.....	0,105	0,177	0,0693
Oxygène.....	1,3	1,17	1,11
Ac. carbonique...	1,46	1,33	1,53
Ac. sulfureux.....	11,05	4,79	2,19

Dans la Table suivante, l'ionisation relative déterminée avec des rayons mous par Strutt⁽²⁾ est comparée à celle déterminée par Eve avec des rayons très durs.

Gaz.	Ionisation relative.		Densité.
	Rayons mous (Strutt).	Rayons durs (Eve).	
Hydrogène.....	0,114	0,42	0,0693
Air.....	1,00	1,00	1,00
Oxygène.....	1,39	»	1,11
Acide carbonique.	1,60	»	1,53
Cyanogène.....	1,05	»	1,86
Acide sulfureux ..	7,97	2,3	2,19
Chloroforme.....	31,9	4,6	4,32
Iodure de méthyle.	72,0	13,5	5,05
Tétrachlorure de carbone.....	45,3	4,9	5,31
Hydrogènesulfuré.	»	0,9	1,8

Ainsi, avec des rayons durs, l'ionisation est dans la plupart des cas beaucoup plus près d'être proportionnelle à la densité, qu'avec des rayons doux.

(1) MAC CLUNG, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VIII, 1904, p. 357.

(2) EVE, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VIII, 1904, p. 610.

(3) STRUTT, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXII, 1903, p. 209.

L'hydrogène apporte cependant à cette loi une notable exception, puisqu'il s'en éloigne beaucoup plus avec des rayons durs qu'avec des rayons mous.

Avec les rayons γ du radium, qui sont beaucoup plus pénétrants que tous ceux que l'on peut obtenir avec des décharges électriques, et qui sont très probablement analogues aux rayons de Röntgen, l'ionisation dans les différents gaz est, sauf dans le cas de l'hydrogène, à peu près proportionnelle à la densité du gaz.

L'étude des anomalies présentées par l'hydrogène est un sujet dont l'étude peut conduire à des résultats intéressants.

Il est également à remarquer que l'indice de réfraction de l'hydrogène a une valeur anormalement grande, si l'on tient compte de sa faible densité.

152. Les gaz dans lesquels l'ionisation est intense ont ainsi de forts indices de réfraction; il ne semble pas cependant qu'un fort indice de réfraction implique nécessairement une forte ionisation. Par exemple, l'indice de réfraction de l'acétylène C^2H^2 , déterminé par Mascart, est à peu près le même que celui de l'hydrogène sulfuré; cependant l'ionisation dans H^2S est six fois plus intense que dans C^2H^2 . L'ionisation produite par les rayons de Röntgen doux ne semble pas très étroitement liée à la densité du gaz. Ainsi, la densité de H^2S est un peu plus grande que celle de O^2 et considérablement inférieure à celle de CO^2 . Cependant l'ionisation dans l'un ou l'autre de ces gaz est faible, relativement à ce qu'elle est dans H^2S . Dans d'autres cas d'ionisation, tels que ceux dus à la radiation d'une substance radioactive ou au passage de rayons cathodiques à travers un gaz, nous verrons que l'ionisation est beaucoup plus étroitement liée à la densité; elle lui est en effet directement proportionnelle (sauf dans le cas de l'hydrogène).

153. L'auteur ⁽¹⁾ a montré que les mesures données dans la Table ci-dessus indiquent que l'ionisation d'un gaz est approximativement une propriété additive, c'est-à-dire que si $z(A)$ est la valeur de z pour un gaz A^2 , $z(B)$ sa valeur pour un gaz B^2 , la valeur de z pour un gaz $A^lB^mC^n$ sera $l(A) + m(B) + n(C)$. Aussi, si nous employons les nombres de la troisième colonne de la Table précédente relatifs à H^2 , Az^2 , O^2 , CO^2 , SO^2 , et Cl^2 pour déterminer les valeurs de $z(H)$,

⁽¹⁾ *Loc. cit.*

2 (Az), ..., nous trouvons

$$\begin{array}{ll} [\text{H}] = 0,165 & [\text{C}] = 0,3 \\ [\text{Az}] = 0,445 & [\text{S}] = 5,3 \\ [\text{O}] = 0,55 & [\text{Cl}] = 8,7 \end{array}$$

Les valeurs de l'ionisation de ces éléments se rangent dans le même ordre que leurs poids atomiques. Si nous employons ces nombres au calcul de l'ionisation dans les autres gaz de la Table, en nous servant de la règle additive, nous trouvons les résultats suivants :

Gaz.	Ionisation		Gaz.	Ionisation	
	observée.	calculée.		observée.	calculée.
CO.....	0,86	0,85	C ² H ²	1	0,93
AzO.....	1,08	0,995	H ² S.....	6	5,63
Az ² O....	1,47	1,44	HCl.....	8,9	8,86
(CAz) ² ...	1,05	1,49	AzH ³	1	0,94

Ainsi, sauf dans le cas de C²Az², l'accord existe dans les limites des erreurs d'expérience.

*Relation entre l'absorption des rayons par un gaz
et l'ionisation qu'ils y produisent.*

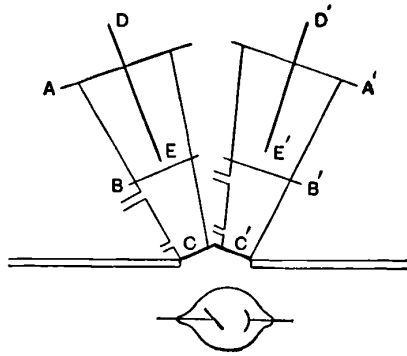
154. Les rayons sont absorbés par les gaz au travers desquels ils passent. La valeur de cette absorption a été mesurée par Rutherford (1), qui se servit dans ce but de l'appareil représenté (fig. 72).

Deux grands vases coniques semblables ABC, A'B'C', beaucoup plus grands au sommet qu'au fond, étaient placés dans des positions telles que l'axe de chaque cône passe aussi exactement que possible par l'anode du tube producteur de rayons de Röntgen. Les parties supérieures des vases AB, A'B' étaient en plomb et séparées des parties inférieures, qui étaient en verre, par de minces plaques d'ébonite. Des plaques semblables recouvraient les extrémités des cylindres de verre en C et C'; les vases BC, B'C' étaient ainsi complètement fermés, et on pouvait y faire le vide quand il le fallait. On mesurait l'intensité des rayons après leur passage à travers les cylindres de verre en mesurant les courants de saturation dans les cylindres de plomb AB, A'B'. Des fils isolés DE, D'E' servant d'électrodes étaient reliés aux paires de quadrants opposées d'un électromètre, chargées toutes

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIII, 1897, p. 241.

les deux initialement au même potentiel. Les parois extérieures des vases AB, A'B' étaient mises à la terre. La position du tube producteur de rayons était choisie telle que lorsque les vases de verre BC, B'C' étaient pleins d'air à la même pression; l'aiguille de l'électromètre

Fig. 72.



reste au zéro quand les rayons traversaient les vases. Ceci montrait que les potentiels de chacune des paires de quadrants décroissaient avec la même vitesse, par suite, que les courants à travers les vases AB, A'B' étaient égaux. Si l'on faisait le vide dans l'un des vases BC, B'C', ou si l'on y introduisait un autre gaz, l'équilibre était rompu, ce qui montre l'absorption produite par le gaz. Si nous supposons que l'énergie absorbée quand les rayons traversent l'unité de longueur du gaz est proportionnelle à leur énergie I et égale à λI , la variation δI d'intensité quand les rayons traversent une longueur δx est donnée par l'équation

$$\delta i = -\lambda I \delta x,$$

ou

$$I = I_0 e^{-\lambda x},$$

I_0 étant l'intensité des rayons quand $x = 0$.

Ainsi, si l est la longueur de la trajectoire des rayons dans le vase BC, le rapport de l'intensité de la radiation dans AB quand BC est rempli d'un gaz de coefficient d'absorption λ à l'intensité quand le vide y a été fait est égal à $e^{-\lambda l}$. On peut déterminer ainsi λ . Rutherford trouva que pour l'air λ est égal à environ 10^{-3} . Les rayons perdent ainsi environ 1 pour 100 de leur énergie en traversant 10^6 d'air à la pression atmosphérique; 7^{cm} environ de vapeur de mercure à la même pression et à la température d'ébullition du mercure réduisent d'environ moitié l'intensité des rayons.

Gaz.	λ .	q .	Gaz.	λ .	q .
Hydrogène.....	faible	0,5	Acide sulfureux....	0,0025	4
Air.....	0,001	1	Hydrogène sulfuré..	0,0037	6
Oxygène.....	} environ	1,2	Acide chlorhydrique.	0,0065	11
Azote.....		0,9	Chlore.....	0,0095	18
Gaz d'éclairage....		0,001	0,8	Vapeur de mercure..	0,1
Oxyde de carbone..		1,2	Iodure de méthyle..	0,07	»

La Table ci-dessus donne les valeurs de λ pour différents gaz. La troisième colonne renferme les valeurs relatives de q , nombre d'ions produits dans chaque volume pendant l'unité de temps et par des rayons d'égale intensité.

Ces nombres montrent que les gaz qui deviennent de bons conducteurs sous l'action des rayons les absorbent beaucoup également. Si la conductibilité était proportionnelle à la radiation, ce qui correspondrait à $\frac{q}{\lambda}$ constant, et si toute la radiation était absorbée par le gaz, le nombre d'ions produits serait indépendant de la nature de ce dernier. Si en effet I_0 est l'intensité initiale des rayons, après un parcours de x dans le gaz elle sera $I_0 \varepsilon^{-\lambda x}$. Le nombre d'ions produits pendant l'unité de temps sur une longueur dx sera par suite proportionnel à $q I_0 \varepsilon^{-\lambda x}$. Ainsi, le nombre total d'ions produits dans le gaz pendant l'unité de temps sera proportionnel à

$$\int_0^{\infty} q I_0 \varepsilon^{-\lambda x},$$

et cette expression est égale à $\frac{q I_0}{\lambda}$: si donc $\frac{q}{\lambda}$ est le même pour tous les gaz, le nombre total d'ions produits par des rayons d'une intensité donnée sera le même. Les nombres donnés ci-dessus pour $\frac{q}{\lambda}$ présentent des variations considérables dans les différents gaz. Les différences cependant se manifestent principalement dans ceux pour lesquels λ est très petit et pour lesquels par suite les erreurs d'expérience sont nécessairement grandes.

Rutherford et Mac Clung (1) ont fait récemment des déterminations très précises des valeurs de λ pour CO² et l'air; ils constatèrent que leur rapport pour les deux gaz était de 1,59. Ils trouvèrent 1,43 pour le rapport des courants, mais considérèrent le courant dans CO² comme non entièrement saturé. J'ai trouvé le rapport des courants à travers les deux gaz égal à 1,53, valeur très voisine du rapport des absorptions. La valeur de λ dépend de la nature des rayons; pour les

(1) RUTHERFORD et MAC CLUNG, *Phil. Trans.*, t. CXCVI, 1901, p. 25.

rayons durs elle est beaucoup plus faible que pour les rayons mous. Ainsi, la valeur de λ pour l'air dans les expériences de Rutherford et de Mac Clung était seulement environ un quart de ce qu'elle était dans des expériences anciennes de Rutherford, où on employait des rayons doux. Dans le cas de la radiation de l'uranium qui est beaucoup plus aisément absorbable que les rayons de Röntgen, Rutherford (1) a montré que, lorsque tout le rayonnement est absorbé par un gaz, la valeur totale de l'ionisation est à peu près la même dans l'air, l'hydrogène, l'oxygène, l'acide carbonique et le gaz d'éclairage. Laby a étudié récemment la valeur totale de l'ionisation produite par ces rayons dans un grand nombre de gaz et a trouvé des différences considérables; ainsi dans SO_2 elle était 0,57 et dans C^5H^{12} 1,34 fois ce qu'elle était dans l'air.

Langevin (2) a trouvé que dans le cas où les rayons secondaires doux de Röntgen (voir p. 312) sont entièrement absorbés par l'air, l'hydrogène, le gaz d'éclairage, l'acide carbonique et l'hydrogène sulfuré, les nombres relatifs d'ions produits étaient les suivants :

Gaz.	Ionisation totale.
H^2	19
Air.....	21,6
Gaz d'éclairage.	23
CO^2	23,2
H^2S	30

Les différences qui existent entre ces nombres semblent supérieures à celles qu'on peut attribuer aux erreurs d'expérience.

L'absorption dépend de la pression du gaz; avec la vapeur d'iodure de méthyle, Rutherford trouva que au-dessous de $\frac{1}{2}$ d'atmosphère elle était proportionnelle à la pression.

155. Benoist (3), à la suite d'expériences sur les vapeurs de brome, d'iode, de bromure d'éthyle et d'iodure de méthyle, arriva à cette conclusion que l'absorption produite par une masse donnée d'une substance est indépendante de son état physique, et que, par exemple, la vapeur d'un liquide volatil ou d'un solide absorbe la même quantité de radiation à l'état gazeux ou condensée à l'état solide ou à l'état liquide.

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVII, 1899, p. 109.

(2) LANGEVIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 7^e série, t. XXVIII, 1903, p. 289.

(3) BENOIST, *Journal de Physique*, 3^e série, t. X, 1901, p. 653.

Benoist a introduit une quantité qu'il appelle *coefficient de transparence*. C'est le poids en milligrammes d'un parallélépipède de la substance de 1 cm^2 de base et qui produit la même absorption qu'un parallélépipède, unité de paraffine de 75 mm de long, lorsque les rayons les traversent suivant l'axe. Il a démontré cette loi très importante que si nous avons une masse M de substance dont la transparence est E , composée de masses M_1, M_2, M_3 , de corps dont les coefficients de transparence sont E_1, E_2, E_3 , on a, que les corps soient mélangés mécaniquement ou se trouvent à l'état de combinaisons chimiques,

$$(1) \quad \frac{M}{E} = \frac{M_1}{E_1} + \frac{M_2}{E_2} + \frac{M_3}{E_3} + \dots$$

Je crois que l'on rend plus claire, la signification de cette loi en introduisant une quantité que nous pouvons appeler *absorption moléculaire* de la substance et qui est reliée comme suit au coefficient de Benoist. Supposons que la masse d'une molécule soit m et que dans les parallélépipèdes de Benoist, il y ait N molécules; on a $Nm = cE$, c étant une constante. Par suite de la définition de E , ces N molécules produisent une certaine absorption; si donc a est l'absorption produite par une molécule, $Na = C$, C étant une constante; par suite, nous voyons que

$$\frac{E}{m} = \lambda a,$$

où λ est indépendant de la nature de la substance. Exprimons la loi de Benoist en fonction de l'absorption a . S'il y a N_1 molécules de la première substance, N_2 de la seconde, ...,

$$M_1 = N_1 m_1, \quad M_2 = N_2 m_2, \quad M = \sum m$$

et

$$\frac{M}{E} = \sum \lambda a;$$

ainsi l'équation (1) devient

$$\sum a = N_1 a_1 + N_2 a_2 + N_3 a_3 + \dots$$

Ceci revient à dire que l'absorption produite par une substance est égale à la somme des absorptions des molécules individuelles qui la constituent, l'absorption due à chaque molécule étant indépendante de la nature du composé chimique dont elle fait partie ou de son état physique. Benoist a établi que l'absorption est indépendante de la température. L'absorption des rayons de Rontgen par un corps est donc une propriété additive. Il y a une relation très étroite entre l'absorption produite par un élément et son poids moléculaire. Ceci

suivantes de a pour quelques-uns des éléments qui se rencontrent le plus souvent dans les composés gazeux.

Substance.	a .	Substance.	a .
O ²	0,36	S ²	2,8
Az ²	0,27	Cl ²	4
C ²	0,17	Br ²	47

Connaissant a pour ces gaz, nous pouvons calculer les absorptions mesurées par Rutherford (voir p. 303); les résultats sont donnés dans le Tableau suivant :

Gaz.	a (Benoist).	λ (Rutherford).	$\frac{a}{\lambda}$.
O ²	0,36	0,001	360
CO ²	0,45	0,001	450
SO ²	1,76	0,0025	700
H ² S.....	1,4	0,0037	378
HCl.....	2	0,0065	301
Cl ²	4	0,0095	420

Dans le calcul des nombres de la seconde colonne, j'ai négligé l'absorption due à l'hydrogène dans le composé, car elle est trop faible pour pouvoir être déterminée exactement. Benoist a montré que les valeurs relatives de a dépendaient jusqu'à un certain point de la nature des rayons. En effet, avec les rayons γ très pénétrants du radium, E est constant et a directement proportionnel au poids atomique. Si nous considérons les résultats de Rutherford, nous les trouvons en parfait accord avec la loi de Benoist, sauf pour SO².

La question se pose de savoir si l'énergie absorbée par le gaz est employée entièrement en travail d'ionisation ou si une partie en est directement transformée en chaleur et en énergie sans passer par l'intermédiaire de l'ionisation.

Si les ions peuvent se recombiner, l'énergie dépensée dans l'ionisation réapparaîtra finalement sous forme d'énergie calorifique dans le gaz; mais tel ne serait pas le cas si l'on extrayait les ions du gaz à l'aide d'un fort champ électrique.

Il est à mon avis évident que l'ionisation du gaz ne peut entrer que pour une faible part dans la perte d'énergie. Rutherford et Mac Clung ⁽¹⁾ ont calculé le travail qu'il faudrait dépenser pour ioniser une molécule gazeuse, dans l'hypothèse où toute l'énergie perdue par les rayons serait employée à ioniser le gaz. Ils trouvèrent que ce travail serait, pour une molécule d'air, égal à celui effectué par la

(¹) RUTHERFORD, et MAC CLUNG, *Phil. Trans.*, t. CXCVI, 1901, p. 25.

charge de l'ion subissant une chute de potentiel de 175 volts environ. Cette valeur est beaucoup plus grande que celle, 2 volts environ, trouvée pour la même quantité en partant de considérations différentes par H.-A. Wilson et Townsend. En comparant ces résultats, nous pouvons conclure que $\frac{1}{80}$ seulement de l'énergie des rayons est dépensée pour ioniser le gaz, le reste étant converti en chaleur.

Barkla (*voir* p. 326) a montré que la perte d'énergie subie par les rayons dans la traversée d'un gaz est due bien plus à la dispersion des rayons qu'au travail dépensé pour l'ionisation.

Rayons de Röntgen secondaires.

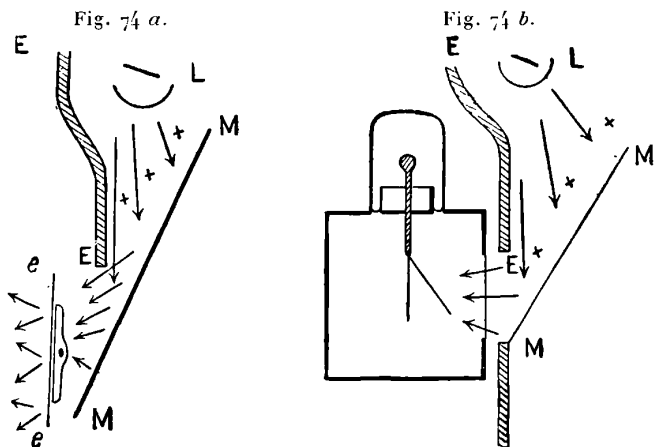
156. Quand les rayons de Röntgen traversent une substance, ils lui font émettre des rayons de Röntgen appelés *rayons secondaires*, qui, dans beaucoup de cas tout au moins, ont un caractère différent de celui des rayons appelés rayons primaires, qui les ont provoqués. Ces rayons secondaires sont produits par les liquides, les solides et les gaz. Perrin ⁽¹⁾ observa que, lorsque les rayons frappent une plaque métallique, il se produit une ionisation plus grande que si des rayons de même intensité passaient sans venir en contact avec elle. Il disposa deux paires de plaques parallèles, de telle sorte qu'entre chaque paire de plaques, le même volume de gaz fut exposé à des rayons de même intensité; avec les unes, les rayons passaient sans toucher le métal, tandis qu'avec les autres ils frappaient normalement l'une d'elles. Il trouva que le courant de saturation était toujours plus grand dans le second cas que dans le premier, la différence dépendant du métal frappé par les rayons. Si la plaque était en or, en zinc, en plomb ou en étain, la différence était considérable, si elle était en aluminium, elle était faible, tandis qu'elle était tout à fait inappréciable, si elle était mouillée d'eau, d'alcool ou de pétrole.

Sagnac ⁽²⁾ fit quelques expériences montrant très clairement l'existence de ces rayons secondaires. Le dispositif dont il se servit est indiqué figures 74 α et β . Dans l'expérience représentée figure 74 *a*, les rayons secondaires étaient décelés par leur action sur une plaque photographique; dans celle qui est représentée figure 74 *b*, par leur action sur la décharge d'un électroscope à feuille

(1) PERRIN, *Annales de Chimie et de Physique*, 7^e série, t. XI, 1897, p. 496.

(2) SAGNAC, *Ibid.*, 7^e série, t. XXII, 1901, p. 493.

d'or. L est le tube producteur des rayons primaires, EE est une plaque épaisse de plomb faisant écran entre ces rayons et la plaque photographique ou l'électroscope, MM la plaque frappée par les rayons primaires et émettant les rayons secondaires, ee représente la plaque photographique dans la figure 74 a. L'électroscope est recouvert d'une cage métallique reliée à la terre et servant d'écran



entre le gaz exposé aux rayons primaires et le champ électrique dû aux feuilles d'or chargées; les rayons secondaires pénétraient dans cette cage par une mince fenêtre d'aluminium. L'électroscope était déchargé et la plaque photographique impressionnée, même quand MM était formée de substances relativement peu denses et transparentes, telles que la paraffine, l'ébonite, le soufre ou l'aluminium; les substances denses produisaient cependant un effet plus intense. Il y avait une faible action, même en l'absence de la plaque MM. Elle était due aux rayons secondaires émis par l'air. Röntgen ⁽¹⁾ observa pour la première fois les rayons secondaires émis par l'air et les décéla par la luminosité qu'ils provoquent sur un écran phosphorescent.

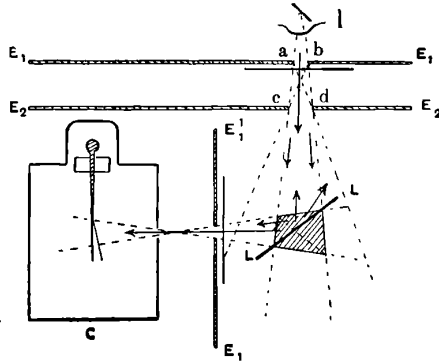
157. Sagnac (*loc. cit.*) montra que les rayons secondaires n'étaient pas des rayons primaires diffusés ⁽²⁾, et ceci, en prouvant qu'ils étaient beaucoup plus aisément absorbés que ceux-ci. Le dispositif qu'il employa dans ce but est représenté figure 75. Les

⁽¹⁾ RÖNTGEN, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 18.

⁽²⁾ Barkla a montré que ceci n'est vrai que lorsque la substance donnant lieu à une émission de rayons secondaires a un poids atomique élevé.

rayons primaires issus du tube L traversaient deux ouvertures ab , cd , ménagées dans les plaques de plomb E_1E_1 , E_2E_2 . Les rayons secondaires provenant de la plaque LL passaient à travers un trou ménagé dans la plaque de plomb E_1E_1 , puis, à travers une mince fenêtre d'aluminium, pénétraient dans l'électroscope C. On plaçait tout d'abord une plaque d'aluminium AA sur la trajec-

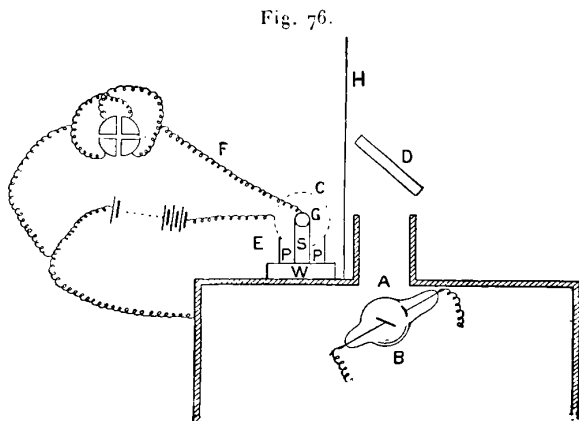
Fig. 75.



toire des rayons primaires et l'on déterminait la valeur de la déperdition. On l'enlevait ensuite, on la plaçait en $A'A'$, sur le trajet des rayons secondaires, et l'on déterminait à nouveau la valeur de la déperdition. Elle était dans le dernier cas toujours moindre que dans le premier, montrant que l'absorption des rayons secondaires est plus grande que celle des rayons primaires. Si t est le temps mis par les feuilles d'or pour tomber d'un certain angle quand la plaque est en AA, t' le temps qu'elles mettent pour tomber du même angle quand elle est en $A'A'$, Sagnac appelle $c = \frac{t' - t}{t}$ coefficient de transformation des rayons. Ce coefficient dépend de la nature de la plaque LL. Il est beaucoup plus petit quand elle est constituée par une substance légère telle que l'aluminium ou la paraffine que quand elle est formée d'une substance dense comme l'or ou le plomb. Ceci montre que les rayons secondaires émis par les substances légères, quoique moins nombreux, sont plus pénétrants que ceux émis par les substances lourdes. Sagnac montra aussi que lorsqu'on accroissait la distance entre l'électroscope et la plaque LL on observait une diminution beaucoup plus considérable de la valeur de la déperdition lorsque la plaque LL était en plomb que lorsqu'elle était en zinc ou en cuivre. Ceci montre qu'une proportion considérable

des rayons émis par le plomb est absorbée par quelques centimètres d'air.

138. Quelques expériences très intéressantes sur les rayons secondaires furent faites par Townsend (¹), qui employa le dispositif repré-



senté figure 76. Le tube producteur de rayons et la bobine d'induction qui l'alimentait étaient disposés à l'intérieur d'une boîte recouverte de plomb et ayant une ouverture ménagée en A, par laquelle les rayons passaient dans un tube de plomb pour prévenir toute diffusion latérale. C était un cylindre de toile métallique renfermant une électrode axiale G; la toile était reliée à un des pôles d'une batterie de petits accumulateurs dont l'autre pôle était au sol.

L'électrode G était reliée à une paire isolée de quadrants d'un électromètre; la différence de potentiel entre la toile et l'électrode (85 volts) était suffisante pour produire le courant de saturation. La substance émettant les rayons secondaires était placée en D et l'on fit les mesures : 1^o quand la radiation secondaire ne passait qu'à travers l'air; 2^o quand elle traversait une plaque d'aluminium de 0^{mm},25 d'épaisseur. Les résultats sont donnés dans la Table suivante; les nombres indiquent la déviation de l'électromètre en 10 secondes.

Cette Table montre très clairement les diverses sortes de radiations émises par différentes substances. Ainsi, les radiations du laiton, du zinc et du cuivre sont presque complètement arrêtées par l'aluminium, tandis que celles des autres substances le traversent

(¹) J.-S. TOWNSEND, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. X, 1899, p. 217.

assez aisément. On trouva que l'état de la surface du corps n'avait que peu d'action sur la radiation secondaire. Ainsi la radiation émise par le laiton poli était seulement de 2 ou 3 pour 100 plus intense que celle du laiton oxydé.

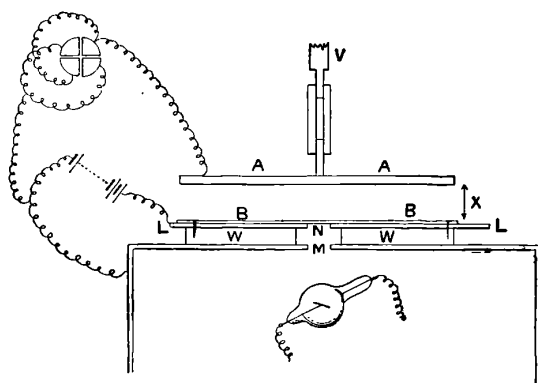
Radiateur (substance placée en D).	Rayons ayant traversé		Radiateur (substance placée en D).	Rayons ayant traversé	
	Air.	Aluminium.		Air.	Aluminium.
Air	2	1	Paraffine solide.	30	15,5
Aluminium..	6	3,5	Laiton.....	66	2,5
Verre.	7,5	3	Zinc	68	3
Plomb	24	6	Cuivre	70	2,5

Si le laiton était recouvert de papier filtre humide, la déviation de l'électromètre était réduite de 66 à 46.

La radiation secondaire n'est pas simplement un effet de surface; elle provient d'une couche de substance d'épaisseur appréciable. On peut le montrer en recouvrant une plaque d'aluminium d'une couche mince de paraffine; la radiation est réduite au $\frac{1}{6}$ environ de ce qu'elle aurait été avec un bloc de paraffine solide. Avec des substances plus denses, telles que le plomb, la couche d'où proviennent les rayons secondaires sera beaucoup plus mince que pour une substance légère comme la paraffine. En premier lieu les rayons primaires ne peuvent pénétrer qu'à une profondeur faible au-dessous de la surface, puis les rayons secondaires étant beaucoup plus facilement absorbés ne pourront franchir qu'une petite fraction de l'épaisseur traversée par les rayons primaires. Ainsi, l'épaisseur de la couche d'où provient la radiation sera toujours beaucoup moindre que celle qui peut être traversée par les rayons primaires. Les dispositifs des expériences précédentes étaient tels que seule la radiation ayant traversé plusieurs centimètres d'air pouvait affecter l'électromètre. Townsend montra qu'en plus de celle-ci, il y avait une radiation secondaire absorbée par une couche d'air de quelques millimètres d'épaisseur. La figure 77 montre le dispositif qu'il employa. Il déterminait le courant de saturation entre deux plaques circulaires A et B de 4^{cm},8 de rayon, pour des distances variables entre les plaques; s'il n'y avait eu aucune radiation secondaire, ce courant aurait été proportionnel à ces distances. Les rayons primaires passaient à travers un trou M, ménagé dans une plaque de plomb, puis à travers un trou N, percé dans une autre plaque de plomb, sur laquelle reposait la plaque inférieure BB en aluminium. Après avoir traversé N les rayons primaires traversaient

l'air et tombaient sur la plaque AA dont la distance à B pouvait être réglée au moyen d'une vis. On fit une série d'expériences en disposant en A des plaques de substances différentes; la plaque B restait en aluminium pendant toute la durée des expériences. Les

Fig. 77.



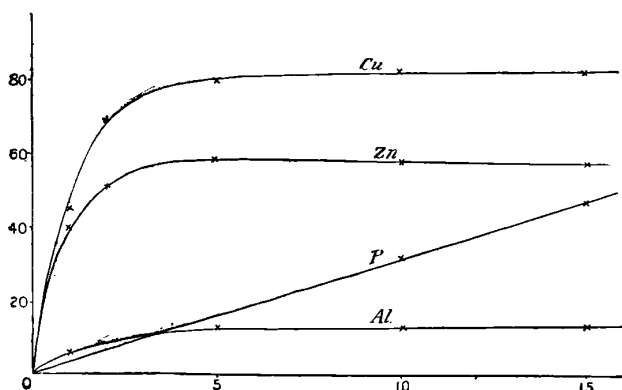
résultats obtenus sont donnés dans la Table suivante : t est la distance en millimètres entre les plaques et les nombres donnés dans les autre colonnes sont proportionnels au courant de saturation dans les différents cas. La substance qui forme la plaque supérieure est donnée en tête des colonnes de la Table.

t .	Laiton.	Cuivre.	Zinc.	Aluminium.
1	55	54,4	49	15
2.....	81	84	66	23,7
5.....	109,5	107,5	87	40,8
10.....	126	128	103	57
15.....	142	144	119	73

S'il n'y avait aucune radiation secondaire, les colonnes 2, 3, 4, 5 seraient identiques et les nombres proportionnels à la distance entre les plaques. Prenons le cas du laiton. Quand la distance entre les plaques est de 15mm , le nombre d'ions produits est proportionnel à 142; quand on la réduit à 1mm , il n'est pas réduit de $\frac{1}{15}$ mais seulement de $\frac{1}{2,46}$, ce qui montre qu'il y a relativement un beaucoup plus grand nombre d'ions dans le millimètre d'air au voisinage de la plaque de laiton que dans les couches d'air plus éloignées. Nous voyons d'après cette Table que l'ionisation dans le millimètre d'air contigu au métal est proportionnelle à 55; dans le millimètre suivant elle est proportionnelle à 26; la moyenne dans les trois suivants

est de 9,5, dans les cinq suivants de 3,5 et dans les cinq derniers de 3,2. Ainsi, la plus grande partie de la radiation secondaire est absorbée par une couche d'air de 2^{mm} d'épaisseur. Cette fraction de la radiation serait tout entière absorbée par l'air entre la plaque et le cylindre dans les expériences indiquées figure 78. Les nombres

Fig. 78.



obtenus avec cet appareil se rapportent donc à des radiations différentes de celles qui sont mises en évidence avec les plaques parallèles. Les courbes figure 78 tirées d'un Mémoire de Townsend donnent bien une idée de la rapidité avec laquelle l'ionisation diminue à mesure que la distance à la surface du métal s'accroît. Les ordonnées des courbes sont proportionnelles à la valeur totale de l'ionisation à une distance de la plaque représentée par les abscisses. Si S est le rapport du nombre d'ions produits par les rayons secondaires aisément absorbables par l'air au nombre d'ions produits par les rayons primaires quand ils traversent une couche d'air de 1^{cm} d'épaisseur, Townsend trouva que pour le cuivre, $S = 2,5$; pour le zinc, $S = 1,84$; pour l'aluminium, $S = 0,4$. Ces nombres sont considérablement plus grands que ceux obtenus précédemment par Perrin, et ceci ajouté à la différence qui existe entre ces résultats et ceux obtenus par Sagnac montre que le caractère de la radiation secondaire dépend beaucoup de celui de la radiation primaire. Langévin l'a montré directement en trouvant qu'avec des rayons primaires ayant des pouvoirs de pénétration variables, les valeurs obtenues pour S se rangeaient de 4,4 à 1,67, les plus grandes valeurs correspondant aux rayons primaires les plus pénétrants. H.-S.

Allen (1) a comparé les nombres d'ions dus à l'ionisation secondaire au nombre de ceux qui seraient produits si les rayons primaires étaient entièrement absorbés par le gaz; il se servit comme métal du laiton et comme gaz d'hydrogène sulfuré. Il trouva que le nombre d'ions produits par la radiation secondaire était environ $\frac{1}{2000}$ du nombre de ceux qui auraient été produits si les rayons primaires avaient été absorbés par l'hydrogène sulfuré. Nous ne devons pas oublier que la plus grande partie de la radiation secondaire est absorbée par le laiton et ne s'échappe pas à l'extérieur.

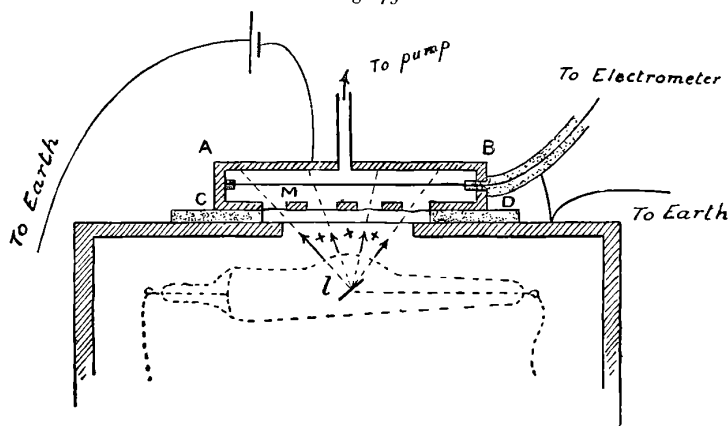
159. Il faut dans toutes les recherches sur les relations entre l'ionisation et la pression ne pas oublier cette action de l'ionisation secondaire. Supposons que nous recherchions les relations entre le courant de saturation et la pression, le courant passant entre deux plaques parallèles dont l'une est exposée aux rayons primaires et émet une radiation secondaire. Celle-ci est absorbée à une courte distance de la plaque, et quoique, lorsque nous diminuons la pression, nous accroissions cette distance, la valeur totale de l'ionisation ne sera pas affectée tant que la pression ne sera pas assez basse pour que les rayons secondaires puissent aller d'une plaque à l'autre. Si donc S est l'ionisation secondaire et p l'ionisation primaire, celle-ci est proportionnelle à p , soit égale à αp . Tant que la pression ne sera pas devenue assez basse pour que la radiation secondaire puisse aller d'une plaque à l'autre, le courant de saturation sera proportionnel à $S + \alpha p$. Ainsi, si l'ionisation secondaire est grande par rapport à l'ionisation primaire, il n'y aura tout d'abord sous l'influence d'une variation de pression qu'une variation très faible du courant de saturation. Si la pression baisse suffisamment pour que la radiation secondaire ne soit pas entièrement absorbée entre les plaques, les ionisations primaires et secondaires et par suite le courant de saturation seront alors proportionnels aux pressions.

160. La radiation facilement absorbable émise par une plaque métallique frappée par les rayons de Röntgen est constituée presque entièrement par des particules électrisées négativement, c'est-à-dire par des rayons cathodiques. On peut distinguer les rayons cathodiques grâce à leur propriété d'être déviés par un champ magnétique et de transporter avec eux une charge négative, la plaque

(1) H.-S. ALLEN, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. III, 1902, p. 126.

qui les émet acquérant, si elle est isolée, une charge positive. Dorn ⁽¹⁾ a montré que des plaques de plomb et de platine, et à un faible degré des plaques de cuivre et de zinc, émettent des rayons déviables à l'aimant lorsqu'elles sont exposées aux rayons de Röntgen. Le sens de la déviation est celui de rayons cathodiques provenant du métal. Curie et Sagnac ⁽²⁾ ont montré que la plaque métallique émet de l'électricité négative et acquiert une charge positive. Pour mettre cet effet en évidence, il est nécessaire d'opérer dans un bon vide, car, si la plaque est entourée d'air à une pression appréciable, la conductibilité donnée à ce dernier par les radiations primaire et secondaire est si grande, qu'une charge quelconque sur la plaque disparaît avant d'avoir pu être observée. Un des dispositifs employés par Curie et Sagnac pour mettre en évidence la charge de la plaque est indiquée figure 79. Une pièce métallique mince M est isolée et

Fig. 79.



reliée à une des paires de quadrants d'un électromètre; elle est enfermée dans une boîte métallique ABCD, reliée à la terre.

La face inférieure de la boîte est percée de fenêtres fermées par une feuille mince du même métal que la boîte. Le tube L, producteur de rayons est enfermé dans une caisse recouverte de plomb. Si la plaque M et la boîte ABCD sont faites de métaux différents, la conductibilité de l'air sous la pression atmosphérique est considérable et ce dispositif se comporte comme un élément de pile; une différence de potentiel égale à la différence de potentiel de

(1) DORN, *Abhand, d. naturf. Ges. zu Halle*, XXII, 1900, p. 39. *Beiblätter*, 24, p. 572.

(2) CURIE et SAGNAC, *Journal de Physique*, 4^e série, t. I, 1902, p. 13.

contact s'établit entre M et la boîte. Lorsque nous faisons le vide dans cette dernière, cette différence de potentiel ne varie d'abord pas; mais, lorsqu'on atteint un vide très élevé, elle s'accroît beaucoup. Ainsi, la plaque M étant en platine et la boîte en aluminium, Curie et Sagnac trouvèrent qu'à la pression atmosphérique, M était positif par rapport à la boîte, la différence de potentiel étant inférieure à 1 volt. Mais, dans un vide élevé, le potentiel de M dépassait celui de la boîte de 30 volts environ. Ceci montre que le platine émet plus d'électricité négative qu'il n'en reçoit de l'aluminium. Si la plaque M est en aluminium et la boîte en platine, la plaque prend une charge négative. Curie et Sagnac montrèrent que le pouvoir pénétrant de ces rayons chargés négativement était du même ordre de grandeur que celui des rayons de Lenard. Un fragment de feuille d'aluminium d'environ $0,46 \times 10^6$ centimètres d'épaisseur réduisait d'environ 40 pour 100 le courant d'électricité négative. Nous pouvons conclure de là que la vitesse des rayons secondaires est du même ordre de grandeur que celle des rayons cathodiques dans un tube où le vide a été poussé à un degré élevé, soit d'environ 10^7 et $10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$. Dorn (¹) a mesuré la déviation magnétique de ces rayons. Il a trouvé des vitesses variant de $1,8 \times 10^9$ à $8,5 \times 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$. Ces valeurs dépendent de celles qu'on admet pour $\frac{e}{m}$.

Nous pouvons comparer les effets produits par les rayons de Röntgen frappant une plaque métallique à ceux dus à l'incidence de la lumière ultraviolette. Dans les deux cas, le métal émet des rayons cathodiques. On peut comparer les rayons secondaires de Röntgen à la lumière réfléchie ou peut-être plus exactement à la lumière phosphorescente émise par certaines substances sous l'action de la lumière ultraviolette; tandis qu'en effet la lumière réfléchie est de même nature que la lumière incidente, les rayons secondaires n'ont pas la même nature que les rayons primaires; une partie tout au moins des premiers est en effet beaucoup plus absorbable.

En raison de la grande absorption que subissent les rayons secondaires et cathodiques, la couche d'où ils proviennent doit être très voisine de la surface. Supposons ainsi que AB représente la face d'une plaque métallique sur laquelle tombent les rayons de Röntgen. Supposons que les rayons primaires pénètrent jusqu'en CD; tout le métal compris entre AB et CD émettra alors des rayons secon-

(¹) DORN, *Lorentz Jubilee Volume*, 1900, p. 595.

daïres et des rayons cathodiques; mais seuls les rayons secondaires provenant d'une couche mince ABEF échapperont à l'extinction avant d'atteindre la surface, et, les rayons cathodiques étant encore plus aisément absorbables, ce sont seulement ceux provenant d'une couche encore plus mince ABE'F' qui émergeront dans l'air.

La fraction de la radiation secondaire qui s'échappe du métal est seulement une faible partie de celle qui est développée par la radiation primaire; la plus grande partie de la radiation secondaire produite dans le métal est absorbée avant d'en sortir. Nous pouvons procéder ainsi pour calculer le rapport de l'énergie qui émerge à l'énergie totale. Soit γ le coefficient d'absorption du métal pour les rayons primaires. Si I_0 est leur intensité à sa surface, cette intensité à une profondeur x sera égale à $I_0 e^{-\gamma x}$; si l'énergie de la radiation secondaire, émise par une couche de métal comprise entre x et $x + dx$, est $p I_0 e^{-\gamma x} dx$, et si β est le coefficient d'absorption des rayons secondaires, l'énergie de ce rayonnement qui émerge du métal sera

$$\frac{1}{2} p I_0 \int_0^{\infty} e^{-\gamma x} e^{-\beta x} dx;$$

l'énergie totale des rayons émergents sera donc

$$\frac{1}{2} p I_0 \int_0^{\infty} e^{-(\gamma+\beta)x} dx = \frac{1}{2} \frac{p I_0}{\gamma + \beta}.$$

La quantité d'énergie totale dans l'ionisation secondaire sera

$$p I_0 \int_0^{\infty} e^{-\gamma x} dx = \frac{p I_0}{\gamma}.$$

Ainsi l'énergie des rayons émergents sera à l'énergie totale dans le rapport de γ à $2(\gamma + \beta)$. L'ionisation due à tous les rayons secondaires devrait être $\frac{2(\gamma + \beta)}{\gamma}$ fois égale à l'ionisation observée dans les expériences décrites au paragraphe 158. Comparons-la à l'ionisation qui serait produite si la radiation primaire était entièrement absorbée.

Si I est l'ionisation produite par centimètre de parcours par la radiation primaire, la valeur totale de l'ionisation qui serait produite si tous les rayons primaires étaient absorbés est $\frac{1}{\gamma}$, γ' étant le coefficient d'absorption de l'air pour les rayons primaires.

Ainsi si N_0 et N sont respectivement les nombres d'ions produits par l'absorption complète des rayons primaires et secondaires, I' le nombre d'ions produits par les rayons secondaires qui émergent

de la plaque

$$\frac{N_0}{N} = \frac{\frac{2(\beta + \gamma) I'}{\gamma}}{\frac{1}{\gamma'}}$$

les rayons secondaires étant beaucoup plus absorbables que les rayons primaires, β est grand devant γ , et nous avons approximativement

$$\frac{N_0}{N} = \frac{2\beta}{\gamma} \frac{I'}{\frac{1}{\gamma'}}$$

Or, si la densité du milieu croît, l'absorption des rayons doux est en général accrue dans une plus forte proportion que celle des rayons durs; par suite, si β' est le coefficient d'absorption des rayons secondaires dans l'air,

$$\frac{\beta}{\gamma} > \frac{\beta'}{\gamma'}$$

ainsi

$$\frac{N_0}{N} > \frac{2\beta'}{\gamma'} \frac{I'}{\frac{1}{\gamma'}} > 2\beta' \frac{I'}{1}$$

Nous voyons, d'après le résultat cité page 318, que pour le cuivre $I = 2,54$, tandis que si les rayons secondaires étaient presque entièrement absorbés par une couche d'air de 2^{mm}, β serait plus grand que 5. Aussi

$$\frac{N_0}{N} > 25,4.$$

Les rayons secondaires sont par suite capables de produire plus d'ions que les rayons primaires.

Ou bien donc les rayons primaires, en traversant les métaux lourds, libèrent de l'énergie, comme lorsque de la lumière passe à travers un mélange d'oxygène et de chlore, ou bien l'énergie dépensée en ionisation secondaire est supérieure à celle qui correspond aux rayons primaires. Nous avons quelque raison de croire que ces deux effets se manifestent. Nous savons qu'une petite fraction seulement de l'énergie des rayons primaires est dépensée pour l'ionisation, et cette fraction diminue au fur et à mesure que la dureté des rayons s'accroît; une partie, au contraire, de la radiation secondaire consiste en rayons cathodiques, et nous devons nous attendre à ce que la quantité d'énergie dépensée par les rayons cathodiques pour produire l'ionisation soit supérieure à celle dépensée dans le même but par les rayons de Röntgen. L'hypothèse d'après laquelle il y aurait

dans certains cas libération d'énergie lorsque les rayons de Röntgen passent à travers la matière présente cependant quelques arguments en sa faveur. Bumstead a mesuré la quantité de chaleur dégagée dans le plomb et le zinc lorsqu'ils absorbent des quantités égales d'énergie sous forme de rayons de Röntgen. Il a trouvé que la chaleur développée dans le plomb était égale à environ deux fois celle développée dans le zinc. Dans ces expériences, les surfaces de plomb et de zinc étaient recouvertes de feuilles d'aluminium. Les pertes d'énergie dues à la chaleur rayonnée et à la radiation de Röntgen secondaire étaient donc les mêmes dans les deux cas; s'il n'y avait pas mise en liberté d'énergie, l'effet calorifique aurait dû être le même. La différence très marquée que l'on observait montre qu'il y a dans une certaine proportion mise en liberté d'énergie, tout au moins avec le plomb. C'est là un résultat des plus intéressants et des plus importants, puisqu'il permet de croire que les rayons de Röntgen peuvent nous donner le moyen de puiser dans les réserves d'énergie intra-atomique. Les phénomènes de radioactivité nous conduisent à conclure que les quantités d'énergie emmagasinées dans les atomes des éléments sont énormément plus grandes que celles mises en jeu lorsqu'ils prennent part à une réaction chimique.

L'incidence des rayons de Röntgen sur des éléments de poids atomique élevé provoque l'émission de corpuscules négatifs animés, comme Dorn l'a montré, d'une vitesse de $10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$. La grandeur de cette vitesse nous montre que ces corpuscules n'acquièrent pas leur énergie directement sous l'action des rayons incidents et fait incliner à penser qu'ils sont projetés hors des atomes par une explosion due à quelque instabilité apportée dans ces derniers par le rayonnement. L'énergie possédée par les corpuscules aurait pour origine l'énergie interne de l'atome plutôt que celle des rayons incidents. Si, en effet, cette vitesse provenait de l'action directe de la force électrique X existant dans les rayons, si t est le temps que met la pulsation à franchir le corpuscule,

$$10^9 = X \frac{e}{m} t \quad \text{ou} \quad Xt - 60,$$

puisque

$$\frac{e}{m} = 1,7 \times 10^7.$$

L'énergie par unité de surface de la pulsation incidente est égale à

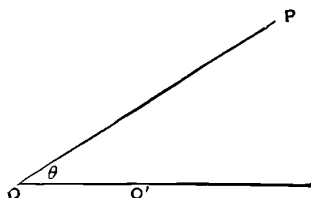
$$\frac{1}{4\pi} \frac{X^2 \delta}{V^2},$$

où $\delta = Vt$ est l'épaisseur de la pulsation et V la vitesse de la lumière. Posant $Xt = 60$, nous voyons que cette énergie est égale à $\frac{3.6 \times 10^3}{4 \pi \delta}$, et, prenant pour limite supérieure de $\delta = 10^{-3}$, cette énergie serait presque égale à 1^{11} , quantité tout à fait inadmissible. Les expériences de Bumstead donnent à penser que l'incidence des rayons met en liberté une certaine quantité d'énergie provenant de l'atome, et Barkla a récemment montré que le pouvoir pénétrant des rayons secondaires doux et par suite probablement la vitesse des corpuscules est indépendante de l'intensité des rayons incidents, c'est-à-dire ne dépend pas de X . Ce résultat, qui correspond au cas de la lumière ultraviolette, est favorable à l'hypothèse admettant que les rayons secondaires sont projetés par une explosion de l'atome sous l'influence des rayons incidents et non sous l'action directe sur les corpuscules du champ électrique existant dans les rayons.

Théorie de la radiation secondaire.

161. On explique facilement la radiation secondaire si l'on admet la théorie discutée plus loin sur la nature des rayons de Röntgen. D'après cette théorie, ceux-ci consisteraient en pulsations excessivement minces de force magnétique et de force électrique très intenses, qui doivent conformément aux lois de l'électrodynamique prendre naissance lorsque des particules électrisées en mouvement rapide telles que les rayons cathodiques sont brusquement arrêtées. On démontre qu'à l'arrêt d'une telle particule, une pulsation sphérique de force électrique et magnétique intenses se propage extérieurement avec la vitesse de la lumière. Si la vitesse de la particule est faible comparée à cette dernière, la distribution des forces magnétique et électrique dans la pulsation est la suivante : Si O (*fig. 80*) est la position de la

Fig. 80.



particule chargée après l'arrêt, $O'O$ la direction suivant laquelle elle se déplaçait, e sa charge, v sa vitesse et V la vitesse de la lumière, lorsque la pulsation atteint un point P , la force électrique en P est à

angle droit sur OP, dans le plan du papier et égale à

$$V \frac{e\nu \sin \theta}{\delta OP},$$

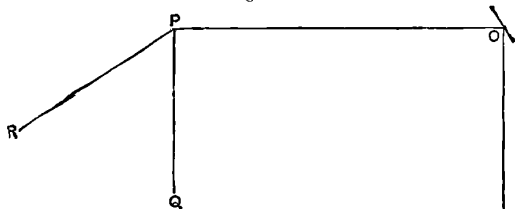
δ étant l'épaisseur de la pulsation et θ l'angle POO'. La force magnétique en P est perpendiculaire au plan du papier et égale à

$$\frac{e\nu \sin \theta}{\delta OP}.$$

Ainsi, les forces électriques et magnétiques s'annulent toutes les deux le long de la trajectoire de la particule électrisée et la force électrique en P est dans le plan passant par P et la trajectoire de la particule.

Cette hypothèse relative à l'origine des rayons de Röntgen est fortement confirmée par des expériences récentes de Barkla (1). Le principe de ces expériences est le suivant : Soit IO (*fig. 81*) un courant de particules cathodiques frappant une plaque solide disposée en O et OP un faisceau de rayons de Röntgen en émanant à angle droit sur IO, rayons cathodiques incidents. Si toutes les particules cathodiques étaient arrêtées à leur première rencontre avec l'obstacle, les forces électriques dans la pulsation seraient toutes dans le plan

Fig. 81.



du papier et à angle droit sur OP. Si, comme c'est actuellement le cas, les rayons cathodiques heurtent de nombreuses particules avant de s'arrêter, la force électrique dans quelques-unes des pulsations ne sera pas dans le plan du papier; il y aura pourtant une prépondérance des forces dans ce plan, et on aura un effet de même nature, dont l'intensité toutefois sera différente de ce qu'elle serait si les forces étaient toutes situées dans ce plan. Supposant que tel est le cas, voyons ce qui va se passer si les rayons rencontrent un gaz en P.

La force électrique va mettre brusquement en mouvement les corpuscules dans le gaz, la direction de leur mouvement étant à

(1) BARKLA, *Phil. Trans.*, A., t. CCIV, p. 467.

angle droit sur OP. Des pulsations prennent naissance lorsqu'un corps électrisé se met brusquement en mouvement, et ont le même caractère que celles qui se produisent lorsqu'il est brusquement arrêté. Ces pulsations constituent la radiation secondaire émise par le gaz. Comparons l'intensité de la radiation secondaire en deux points Q et R situés à une distance égale de P et tels que P Q soit dans le plan du du papier et parallèle à IO, tandis que PR lui est perpendiculaire. PQ est la direction suivant laquelle les corpuscules sont projetés; l'intensité de la radiation secondaire sera minimum en Q, tandis qu'elle sera maximum en R; PR étant à angle droit sur la vitesse des corpuscules. Si maintenant on fait tourner le tube, tout en maintenant O fixe jusqu'à ce que le courant de particules cathodiques soit à angle droit sur le plan du papier, l'intensité de la radiation secondaire deviendra minimum en R et maximum en P. Barkla trouva un tel effet nettement marqué. Lorsque le courant de particules cathodiques était dans le plan du papier, la radiation secondaire était plus grande en R qu'en Q; lorsque au contraire il lui était perpendiculaire, elle était plus intense en Q qu'en R.

Supposons qu'une telle pulsation se déplace dans un milieu renfermant des corpuscules (il n'est pas nécessaire que ces corpuscules soient libres); lorsque la pulsation en rencontrera un, il sera soumis à une force très intense et son mouvement en sera accéléré. Or, lorsque la vitesse d'un corps chargé varie, des pulsations de force électrique et magnétique prennent naissance; la grandeur de ces forces est proportionnelle à l'accélération qu'il prend. Ainsi, lorsque la pulsation primaire de Röntgen rencontrera le corpuscule et accélérera son mouvement, ce dernier émettra une pulsation de force électrique et magnétique, pulsation secondaire de Röntgen; la pulsation secondaire cesse aussitôt que l'accélération du corpuscule s'annule, c'est-à-dire aussitôt que la pulsation primaire l'a dépassé. Il est facile de comparer l'énergie mise en jeu dans la pulsation secondaire à celle qui est mise en jeu dans la pulsation primaire. Supposons que le corpuscule O se meuve parallèlement à l'axe des x ; soit f son accélération; le corpuscule émet alors une pulsation magnétique telle que lorsque la pulsation atteint le point P, l'intensité de la force est égale à $\frac{fe \sin \theta}{V \cdot OP}$, V étant la vitesse de la lumière, θ l'angle compris entre OP et l'axe des x et e la charge du corpuscule en unités électromagnétiques. La direction de la force est à angle droit sur OP et l'axe des x .

Cette force magnétique est accompagnée d'une force électrique à angle droit sur OP, située dans le plan contenant OP et l'axe des x et égale en grandeur à $\frac{fe \sin \theta}{OP}$. D'après le théorème de Poynting, le flux d'énergie est dirigé suivant OP; la quantité d'énergie traversant l'unité d'aire dans l'unité de temps étant égale, lorsque comme dans ce cas les forces électriques et magnétiques sont perpendiculaires l'une à l'autre, à leur produit divisé par 4π : la vitesse avec laquelle le flux d'énergie traverse l'unité de surface est égale à

$$\frac{1}{4\pi} \frac{e^2 f^2 \sin^2 \theta}{V OP^2}.$$

Intégrant cette expression sur la surface d'une sphère ayant l'ion pour centre, nous voyons que le corpuscule émet de l'énergie avec une vitesse égale à

$$\frac{2}{3} \frac{e^2 f^2}{V},$$

et que la valeur totale de l'énergie émise est égale à

$$\frac{2}{3} \frac{e^2}{V} \int f^2 dt.$$

Supposons maintenant que la force électrique dans la pulsation primaire de Röntgen soit égale à X et parallèle à x ; si m est la masse du corpuscule $f = \frac{Xe}{m}$. Substituant cette expression de f , nous trouvons que l'énergie émise par le corpuscule est égale à

$$\frac{2}{3} \frac{e^4}{m^2 V} \int X^2 dt,$$

l'intégration étant étendue à tout le temps mis par la pulsation pour franchir le corpuscule. Si d est l'épaisseur de cette pulsation et si X est constant dans son épaisseur, nous avons

$$\int X^2 dt = \frac{X^2 d}{V}$$

et l'énergie totale de la radiation secondaire émise par l'ion est

$$\frac{2}{3} \frac{e^4}{m^2} \frac{X^2 d}{V^2}.$$

Si E est l'énergie par unité d'aire de la pulsation

$$E = \frac{1}{4\pi} \frac{X^2 d}{V^2},$$

ainsi l'énergie émise par le corpuscule est égale à

$$\frac{8\pi}{3} \frac{e^4}{m^2} E,$$

et s'il y a N corpuscules par unité de volume l'énergie par unité de volume de la radiation secondaire sera

$$\frac{8\pi}{3} \frac{N e^4}{m^2} E.$$

Bien que chaque pulsation de la radiation secondaire émise par un corpuscule ait la même épaisseur que la pulsation primaire, ses propriétés peuvent être très différentes. Chaque pulsation primaire, en effet fait émettre à chaque ion une pulsation secondaire; donc, la seule pulsation primaire en produit un grand nombre de secondaires, qui se suivent à des intervalles dépendant de la proximité plus ou moins grande des ions dans le milieu qu'elle traverse; les propriétés de ce train de pulsations dépendront de la distance moyenne des ions; elles se rapprocheront de celles de la lumière de longueur d'onde λ et pourront ainsi différer matériellement de celles des rayons primaires. En fait, en se plaçant à ce point de vue, il y a la même différence entre les rayons primaires et secondaires qu'entre l'éclair et le roulement prolongé du tonnerre.

Nous voyons, d'après les équations précédentes, qu'en parcourant une distance dx , la pulsation primaire fait émettre aux corpuscules une radiation secondaire dont l'énergie est

$$\frac{8\pi}{3} \frac{N e^4}{m^2} E dx.$$

Si c'était là la seule perte d'énergie éprouvée par les rayons primaires, nous aurions

$$dE = - \frac{8\pi}{3} \frac{N e^4}{m^2} E dx$$

ou

$$E = C \varepsilon^{-\frac{8\pi}{3} \frac{N e^4}{m^2} x};$$

l'opacité de la substance pour les rayons primaires serait mesurée alors par

$$\frac{8\pi}{3} \frac{N e^4}{m^2}.$$

Cette expression est indépendante de d épaisseur de la pulsation et dépend seulement du milieu et non de la nature des rayons qui le traversent. La très grande différence que l'on observe entre le pouvoir pénétrant des rayons durs et doux montre que l'énergie dépensée pour la production de la radiation secondaire ne peut être la seule cause de l'absorption des rayons primaires.

Barkla ⁽¹⁾, qui a fait des recherches très importantes sur la radiation secondaire produite par les rayons de Röntgen, a trouvé qu'avec les éléments de poids atomique faible le coefficient d'absorption était le même pour la radiation primaire et pour la radiation secondaire. Ainsi, les radiations primaires et secondaires sont du même type. On peut donc regarder les rayons secondaires comme des rayons primaires diffusés. Il trouva que la façon dont se comporte la radiation secondaire concorde heureusement avec la théorie que nous donnions et d'après laquelle le rapport de l'énergie dissipée par centimètre cube d'une substance de faible densité à l'énergie de la radiation primaire qui traverse un centimètre cube est indépendante de la nature de la radiation primaire, elle est la même que les rayons soient durs ou doux. Pour différentes substances, ce rapport est directement proportionnel à la densité; des masses égales dispersent par suite des quantités égales d'énergie.

Les recherches précédentes montrent que l'énergie de la radiation secondaire est les $\frac{8\pi}{3} \frac{Ne^4}{m^2}$ de celle de la radiation primaire; la première loi s'ensuit et la seconde également, si nous supposons que la masse d'une telle substance est proportionnelle au nombre de corpuscules qu'elle renferme.

Barkla trouva que l'énergie de la radiation dissipée par 1^{cm}³ d'air est environ 0,0002 de l'énergie de la radiation primaire qui la traverse; ainsi

$$\frac{8\pi}{3} \frac{Ne^4}{m^2} = 0,00025;$$

supposant

$$e = 1,2 \times 10^{-20}, \quad \frac{e}{m} = 1,7 \times 10^7,$$

nous trouvons

$$Ne = 10;$$

si n est le nombre de molécules d'air par centimètre cube

$$ne = 0,4;$$

par suite, chaque molécule d'air renferme environ 25 corpuscules; or le nombre de corpuscules dans chaque atome est approximativement égal à son poids atomique, puisque l'énergie dissipée est proportionnelle à la densité du gaz; si ce résultat est vrai pour un élément, il est vrai pour tous.

162. Lorsque les rayons primaires traversent des substances de

(1) BARKLA, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VII, 1904, p. 543.

poids atomique élevé, les rayons secondaires ne restent pas longtemps tous du même type que les rayons primaires; un certain nombre d'entre eux sont beaucoup plus absorbables que ces derniers.

Lorsqu'un corpuscule, après avoir été déplacé par les rayons primaires, sera mis en mouvement par les forces intenses dues au voisinage des autres corpuscules, il est évident que le caractère de la pulsation secondaire ne sera pas le même que lorsque ces forces seront faibles; dans ce dernier cas, en effet, l'accélération de la particule descendra à une valeur très faible aussitôt après que la pulsation primaire l'aura dépassée; l'épaisseur de la pulsation secondaire sera donc approximativement la même que celle de la pulsation primaire; dans le second cas, l'accélération du corpuscule conservera une valeur élevée longtemps après que la pulsation primaire l'aura dépassé; l'épaisseur de la pulsation sera donc beaucoup accrue et la radiation devra avoir un caractère différent de celui de la radiation primaire.

La modification du caractère de la radiation semble se produire presque brusquement pour une valeur particulière du poids atomique; Barkla trouva ainsi une quantité considérable de rayons facilement absorbables dans la radiation du calcium et des éléments de poids atomique supérieur, alors qu'il ne put en déceler dans celle des corps dont le poids atomique est moindre. Les corpuscules non seulement dispersent et rayonnent une partie de l'énergie des rayons primaires, mais ils en absorbent eux-mêmes et retiennent une part considérable. Une partie de l'énergie de la radiation primaire peut donc apparaître sous forme d'énergie cinétique des corpuscules à l'intérieur de l'atome. La quantité d'énergie absorbée ainsi dépendra de la distribution de la force électrique dans la pulsation primaire. Nous pourrions, par exemple, avoir une pulsation dans laquelle la force électrique sera la même de l'arrière à l'avant, ou bien une dans laquelle nous aurons avec la même quantité d'énergie une distribution électrique beaucoup plus compliquée. La force électrique pourra également avoir une certaine direction sur le front de la pulsation et la direction inverse sur l'arrière. L'énergie dispersée par les corpuscules sera la même dans les deux cas, mais l'énergie absorbée par eux sera bien différente.

Nous allons calculer l'énergie absorbée : 1° dans l'hypothèse où la force électrique est constante dans toute l'étendue de la pulsation; 2° dans celle où la force est égale à X dans une moitié et à $-X$ dans l'autre.

Dans le premier cas, si m est la masse d'un corpuscule, e sa charge, $\frac{dx}{dt}$ sa vitesse après le passage de la pulsation,

$$m \frac{dx}{dt} = \int X e dt = \frac{X \delta e}{V},$$

δ étant l'épaisseur de la pulsation et V la vitesse de la lumière. L'énergie cinétique acquise par le corpuscule sera

$$\frac{1}{2} m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{X^2 \delta^2 e^2}{m V^2}.$$

L'énergie E par unité d'aire de la pulsation est

$$\frac{1}{4\pi} \frac{X^2 \delta}{V^2};$$

l'énergie acquise par le corpuscule sera donc

$$\frac{1}{2\pi} \frac{e^2}{m} \delta E,$$

et, si N est le nombre de corpuscules par unité de volume, l'énergie communiquée à ces derniers par la pulsation sur un parcours dx sera

$$\frac{1}{2\pi} \frac{e^2}{m} \delta N E dx.$$

Considérons l'effet produit sur un corpuscule lorsque une pulsation, dont une moitié est positive, l'autre négative, passe sur lui. Supposons que X et $-X$ soient respectivement les forces électriques dans les moitiés positive et négative de la pulsation, d leur épaisseur commune. Dans ces conditions, la moitié positive donnera à l'ion une vitesse $\frac{Xed}{Vm}$, et ce dernier à l'arrivée de la seconde moitié négative aura parcouru une distance $\frac{1}{2} \frac{Xed}{Vm} \frac{d}{V}$. Cette dernière lui communiquera un mouvement égal et de sens contraire au précédent et le ramènera ainsi au repos. L'action d'ensemble des deux pulsations sera donc de laisser la vitesse de l'ion inaltérée et de le déplacer d'une distance ξ donnée par l'équation

$$\xi = \frac{Xe}{m} \frac{d}{V} \frac{d}{V}.$$

Si nous supposons que l'ion était en équilibre dans la position $\xi = 0$ et que lorsqu'il est déplacé de cette position la force qui tend à le ramener en arrière est $\mu \xi$, le travail effectué pour le déplacer de ξ sera $\frac{1}{2} \mu \xi^2$.

L'énergie communiquée au corpuscule sera donc

$$\frac{1}{2} \mu \frac{X^2 e^2}{m^2} \frac{d^4}{V^4}.$$

Si E est l'énergie par unité d'aire de la pulsation, nous avons

$$E = \frac{1}{2\pi} \frac{X^2 d}{V^2};$$

par conséquent, le travail effectué sur le corpuscule sera égal à

$$\pi \mu \frac{e^2}{m^2} \frac{d^3}{V^2} E.$$

Si n est la fréquence de la vibration libre d'un corpuscule $n^2 = \mu : m$, par suite

$$\pi n^2 \frac{e^2}{m} \frac{d^3}{V^2} E = 4 \pi^3 \frac{e^2}{m} \frac{d^3}{\lambda^2} E,$$

λ étant la longueur d'onde de la vibration libre d'un corpuscule.

Par suite, le travail dépensé sur les corpuscules quand ils sont rencontrés par les deux pulsations à une distance δx est égal à

$$4 \pi^3 \frac{e^2}{m} d^3 \sum \frac{N}{\lambda^2} E \delta x = h E \delta x,$$

N étant le nombre de corpuscules émettant une radiation de longueur d'onde λ , contenus dans l'unité de volume. Donc nous avons

$$\frac{dE}{dx} = - h E$$

ou

$$E = E_0 e^{-hx}.$$

h représente le coefficient d'absorption du milieu pour les rayons de Röntgen, lorsque nous considérons seulement l'énergie absorbée par les ions sans tenir compte de celle qu'ils émettent.

Nous voyons que pour une pulsation dans laquelle la force électrique est uniforme, l'énergie absorbée par les corpuscules est proportionnelle à l'épaisseur de la pulsation. En même temps, si la distribution de la force dans la pulsation est telle que dans une moitié elle ait une direction déterminée et que dans l'autre moitié elle soit égale et directement opposée, l'énergie absorbée par les corpuscules sera proportionnelle au cube de l'épaisseur de la pulsation. Dans le cas d'une pulsation pour laquelle on peut considérer ces deux distributions comme superposées, l'énergie absorbée sera proportionnelle à

$$A \delta - B \delta^3,$$

δ étant son épaisseur. Dans des pulsations très minces, le premier terme est le plus important; et, comme nous l'avons vu (p. 328), l'énergie absorbée par les particules dépendra seulement de la masse du milieu absorbant et non de sa composition chimique.

Sagnac, en faisant tomber des rayons secondaires sur un métal, a obtenu des rayons tertiaires plus aisément absorbables que les rayons secondaires; il émet l'hypothèse qu'en répétant cette opération nous pouvons finalement obtenir des rayons ayant les propriétés de la lumière ordinaire. Jusqu'ici cependant, on n'a pu obtenir de rayons de Röntgen manifestant des traces de réfraction en passant d'un milieu dans un autre.

163. Dorn (1) observa le premier les effets produits lors de l'absorption des rayons de Röntgen par les métaux. Rutherford et Mac Clung (2) en ont fait l'objet d'une série très étendue de mesures. Ils employaient un bolomètre pour mesurer l'élévation de température produite. Leurs mesures avaient pour but de déterminer l'énergie possédée par les rayons. On la supposait égale à l'équivalent mécanique de la chaleur produite lors de l'absorption totale des rayons par le métal. De récentes expériences du professeur Bumstead (3) au Cavendish Laboratory infirment considérablement la légitimité de cette hypothèse. Bumstead trouva que les rayons étant également absorbés, la chaleur développée était près de trois fois plus grande dans le plomb que dans le zinc. Il mesurait la chaleur développée avec un radiomètre. Ce résultat suggère l'hypothèse que les rayons produisent quelque changement dans les atomes de la substance qu'ils traversent et qu'une partie de l'énergie calorifique est due à l'énergie libérée par cette transformation. Les questions que soulève cette étude sont de la plus haute importance, car, si les atomes varient sous l'action des rayons de Röntgen, il y a là une voie ouverte permettant de soutirer les réserves d'énergie que nous croyons avec quelque raison renfermées dans les atomes.

Dans cet ordre d'idées, il serait intéressant d'essayer de voir si la chaleur développée par le radium pendant un temps donné dépend du milieu qui absorbe les rayons, et de rechercher si en conservant assez longtemps du radium avec du plomb, il se produit graduellement d'autres éléments.

(1) DORN, *Wied. Ann.*, t. LXIII, 1897, p. 160.

(2) RUTHERFORD et Mac CLUNG, *Phil. Trans.*, A., t. CXCVI, 1902, p. 25.

(3) BUMSTEAD, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. XI, 1906, p. 292.

Les minéraux dans lesquels on rencontre les substances radioactives présentent ce fait remarquable de renfermer un grand nombre d'éléments : ces derniers ne proviendraient-ils pas en partie de la transmutation des éléments sous l'influence de la radiation.

J'ai fait un grand nombre d'expériences pour voir si l'incidence des rayons de Röntgen sur des métaux donne naissance à des produits radioactifs après que les rayons ont été arrêtés.

La radiation secondaire, excitée par des rayons de Röntgen, formée de rayons aisément absorbables et d'autres plus pénétrants, présente des analogies remarquables avec celle qui est émise par les substances radioactives (Chap. XII). On est ainsi amené à se demander si le métal devient radioactif pendant qu'il est soumis aux rayons. Je n'ai pu déceler une radioactivité résiduelle après une exposition de plusieurs heures à des rayons de Röntgen intenses. Nous avons fait, avec le Professeur Bumstead ⁽¹⁾, ⁽²⁾, des expériences analogues avec la radiation du radium; mais les résultats obtenus ont été négatifs.

Le passage des rayons de Röntgen à travers des solides et des liquides accroît leur conductibilité ⁽³⁾, et cet accroissement persiste dans certains cas quelque temps après leur passage.

⁽¹⁾ BUMSTEAD, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XIII, 1905, p. 125.

⁽²⁾ J.-J. THOMSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XIII, 1905, p. 124.

⁽³⁾ J.-J. THOMSON, *Nature*, t. LV, 1897, p. 606. — P. CURIE, *Comptes rendus*, t. CXXXIV, 1902, p. 420. — BECKER, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 124.

CHAPITRE XII.

RAYONS ÉMIS PAR LES SUBSTANCES RADIOACTIVES.

164. Peu de temps après la découverte des rayons de Röntgen, Becquerel trouva que l'uranium et ses composés émettent une radiation qui, comme ceux-ci, impressionne une plaque photographique et ionise le gaz qu'elle traverse. Des recherches ultérieures conduisirent à la découverte d'autres corps possédant les mêmes propriétés. L'étude de ces corps a conduit à la création d'une science nouvelle dont l'intérêt et l'importance sont considérables, la science de la Radioactivité. Rutherford a, dans son traité « Radioactivity », étudié longuement ce sujet. Cette question a des liaisons si intimes avec les théories de la décharge électrique à travers les gaz et les méthodes employées pour l'étudier, qu'il est commode d'examiner, comme nous essayerons de le faire dans ce Chapitre, les relations de la radioactivité avec elles.

165. La phosphorescence très marquée que produisent chez certaines substances les rayons de Röntgen conduisit à une série de recherches ayant pour objet de déterminer si la phosphorescence était accompagnée d'une émission de rayons de Röntgen. Ceux-ci produisant la phosphorescence, la question suivante se posait naturellement : la phosphorescence peut-elle être accompagnée d'une émission de rayons de Röntgen ?

De bonne heure, en 1896, Henry ⁽¹⁾ montra que le sulfure de zinc rendu phosphorescent, par une exposition à la lumière solaire ou à celle du magnésium, impressionnait une plaque photographique protégée par une feuille de papier noir ou une mince feuille d'aluminium. Un peu plus tard, Becquerel ⁽²⁾ trouva que, si on place sur une plaque photographique protégée par un papier imperméable à

(1) HENRY, *Comptes rendus*, t. CXXII, 1896, p. 312.

(2) BECQUEREL, *Comptes rendus*, t. CXXII, 1896, p. 420.

la lumière, du sulfate double d'uranium et de potassium, et qu'on expose le tout au soleil, la plaque est impressionnée. Il pensa tout d'abord que cet effet était dû à la phosphorescence de l'uranium exposé à la lumière ; mais il trouva bientôt que l'exposition au soleil n'était pas nécessaire (1) et que la plaque était impressionnée également dans l'obscurité. Pour examiner si cet effet était dû à une phosphorescence qui aurait persisté après une insolation antérieure du sel d'uranium, il prit un cristal de nitrate d'uranium et le fit dissoudre dans l'eau dans une chambre noire. En le conservant toujours dans l'obscurité, il le fit recristalliser et essaya son action sur une plaque photographique sans l'exposer à la lumière. Il trouva que son action sur la plaque était plus intense. Il trouva également que la solution de nitrate d'uranium qui n'est pas phosphorescente est active. Becquerel (2) en conclut alors que l'action observée n'est pas due à la phosphorescence, mais à une propriété du métal lui-même. Il constata également que les sels d'uranium aussi bien que le métal lui-même gardaient sans diminution sensible cette propriété d'être radioactifs après avoir été conservés à l'obscurité, quelques-uns même dans des boîtes de plomb, pendant plus d'une année. En plus de l'effet qu'elle produit sur une plaque photographique protégée par un écran opaque à la lumière ordinaire, la radiation émise par l'uranium rend conducteurs, comme les rayons de Röntgen eux-mêmes, les gaz à travers lesquels elle passe. Ainsi, un électroscope chargé, sur le disque duquel on place un morceau d'uranium, perd lentement sa charge, qu'elle soit positive ou négative. Becquerel pensa d'abord que les rayons de l'uranium différaient de ceux de Röntgen en ce qu'ils étaient capables de se réfracter et de se polariser ; mais des recherches postérieures qu'il fit, ainsi que d'autres physiciens, ont montré qu'il n'en était rien. Niepce de Saint-Victor, plusieurs années auparavant, avait trouvé que du papier imbibé d'une solution de nitrate d'uranium impressionnait une plaque photographique.

166. Rutherford (3) fit une série très étendue d'expériences sur la radiation de l'uranium et de ses composés en employant une méthode électrique, c'est-à-dire en mesurant l'intensité de la radiation par l'ionisation qu'elle produit.

(1) BECQUEREL, *Comptes rendus*, t. CXXII, 1896, p. 501.

(2) BECQUEREL, *Comptes rendus*, t. CXXII, 1896, pp. 691, 765.

(3) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVII, 1899, p. 109.

Il fit la très intéressante découverte que la radiation de l'uranium, de même que la radiation secondaire de Röntgen, est un mélange de deux types de radiation, l'une α , qui est absorbée par quelques millimètres d'air à la pression atmosphérique, l'autre, β , qui a un pouvoir de pénétration comparable à celui des rayons émis par un tube de Röntgen à vide modéré. Rutherford trouva que l'absorption par les différents gaz réduisait le type α de la radiation de l'uranium ou de l'un de ses composés à la moitié de sa valeur après un passage de

3^{mm} à travers le gaz acide carbonique,
 4^{mm}, 3 à travers l'air,
 7^{mm}, 5 à travers le gaz d'éclairage,
 16^{mm}, 3 à travers l'hydrogène.

La pression dans tous les cas était de 760^{mm} de mercure. Le pouvoir pénétrant de la radiation α est compris ainsi entre celui des rayons primaires ordinaires et celui des rayons secondaires de Röntgen.

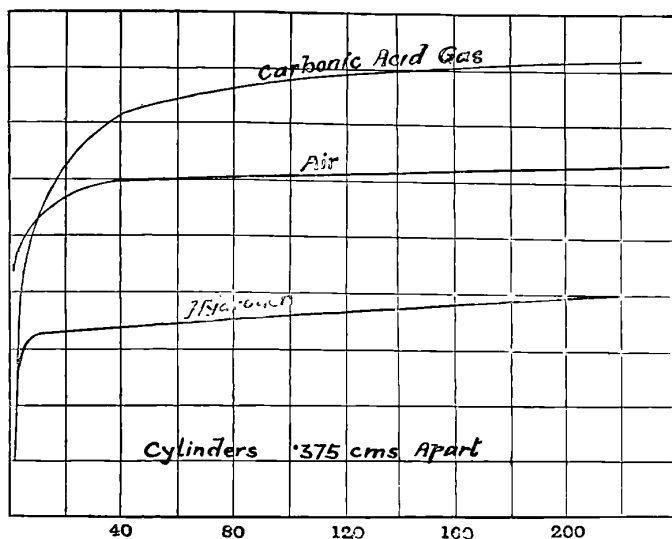
Rutherford montra que l'absorption des rayons α est proportionnelle à la densité du gaz.

Nous avons ainsi, au voisinage d'une couche d'uranium, une zone d'ionisation très intense s'étendant sur les quelques millimètres nécessaires à l'absorption de tous les rayons α . Au delà, pénètrent seuls les rayons β , et, ceux-ci ayant seulement un pouvoir ionisant faible comparé à celui des premiers, on a dans cette région une ionisation beaucoup moins grande que dans les couches voisines de l'uranium. Ainsi soient deux plaques métalliques parallèles sur l'une desquelles on a étendu une couche d'uranium; si la distance entre elles est supérieure à celle qui est nécessaire pour absorber la radiation α , la valeur totale de l'ionisation entre les plaques et par suite celle du courant de saturation pouvant aller d'une plaque à l'autre ne croîtront pas beaucoup lorsqu'on augmentera leur distance; aussi longtemps, au contraire, que la distance entre les plaques sera inférieure à celle requise pour l'absorption de la radiation α , le courant de saturation sera approximativement proportionnel à cette distance. Cet exemple suffit à montrer que les phénomènes de conduction électrique sous l'action de la radiation de l'uranium sont quelque peu complexes. Il est possible cependant de les expliquer en supposant l'existence de deux types de radiations, l'une très absorbable, l'autre plus pénétrante.

L'intensité de l'ionisation étant beaucoup plus grande au voisinage de la plaque recouverte d'uranium qu'à quelque distance de celle-ci, la force électrique dans son voisinage sera inférieure à la

valeur moyenne entre les plaques. Cette diminution de la valeur de la force électrique aux points où l'ionisation est le plus intense rend l'obtention d'un courant de saturation plus difficile que si l'ionisation était uniforme entre les plaques. Ceci peut rendre compte du fait découvert par Rutherford (*loc. cit.*) que même avec des différences de potentiel très grandes le courant montre un accroissement, très faible il est vrai, lorsque la différence de potentiel augmente. Les courbes de la figure 82 représentent la relation entre le courant et

Fig. 82.



la différence de potentiel sous l'influence de la radiation de l'uranium. Il semble que l'on ait un effet semblable dans tous les cas d'ionisation par les rayons α .

Rutherford trouva (*loc. cit.*) que les proportions respectives de radiations α et β émises par une couche de sel d'uranium dépendaient de son épaisseur. Plus cette dernière était grande, plus grand était le rapport de la radiation β à la radiation α . Pour de très minces couches, la radiation était presque entièrement du type α . C'est bien là ce que nous pouvions prévoir, en considérant les radiations α et β comme indépendantes l'une de l'autre. En effet, si la radiation α est arrêtée par une épaisseur t_1 de sel, alors que la radiation β ne l'est pas avant que l'épaisseur traversée soit t_2 , la radiation α ne croîtra pas avec l'épaisseur de la couche quand cette dernière sera supérieure à t_1 ,

tandis que la radiation β ira en croissant jusqu'à ce que l'épaisseur soit égale à t_2 . Si l'une des radiations était produite par l'autre, par exemple si la radiation β correspondait aux rayons primaires de Röntgen, les rayons α aux rayons secondaires, plus absorbables, produits par le choc des rayons primaires sur l'uranium au voisinage de la surface, nous devrions nous attendre à ce que le rapport des radiations soit indépendant de l'épaisseur de la couche.

167. La valeur totale de l'ionisation produite dans le cas où les rayons α de l'uranium et de ses sels sont complètement absorbés a été déterminée par M. et M^{me} Curie (1) et par Rutherford et Mac Clung (2). Elle croît quelque peu avec l'épaisseur de la couche, comme le montre la Table suivante donnée par ces derniers. La valeur de l'ionisation est exprimée en fonction du courant de saturation, qui est exprimé lui-même en ampères par centimètre carré de surface.

Surface de l'oxyde d'uranium = 38cm^2 .

Poids d'oxyde d'uranium répandu sur la surface en grammes.	Courant en ampères par centimètre carré de surface.
0,138	$1,7 \times 10^{-13}$
0,365	$3,2 \times 10^{-13}$
0,718	4×10^{-13}
1,33	$4,4 \times 10^{-13}$
3,63	$4,7 \times 10^{-13}$

Prenant la valeur donnée par Rutherford et Mac Clung pour l'énergie absorbée lors de la production d'un ion, nous trouvons que, quand le courant de saturation est de $4,7 \times 10^{-13}$ ampère par centimètre carré, l'énergie émise par centimètre carré est d'environ 10^{-14} calorie par seconde ou 1^{cal} tous les 3000 ans environ. Si nous prenons la radiation correspondant à la couche la plus mince, nous trouvons que, par gramme de la couche, elle est d'environ 1^{cal} en 30 ans.

Radiation du thorium.

168. Bientôt après la découverte des rayons de l'uranium, Schmidt (3) découvrit que le thorium émettait des rayons ayant des

(1) CURIE, *Rapports présentés au Congrès de Physique à Paris*, t. III, 1900, p. 79.

(2) RUTHERFORD et MAC CLUNG, *Phil. Trans.*, A, t. CXCVI, p. 25.

(3) SCHMIDT, *Wied. Ann.*, t. LXV, 1898, p. 141.

propriétés très analogues. Rutherford ⁽¹⁾ et Owens ⁽²⁾ étudièrent plus tard cette radiation et trouvèrent qu'elle présentait plusieurs points très intéressants. Comme celle de l'uranium, elle est formée de deux types, l'un facilement absorbable, l'autre plus pénétrant.

Découverte de l'émanation du thorium.

169. La radiation émise par des couches épaisses de thorium sembla, lorsqu'elle fut mesurée pour la première fois par Rutherford, extrêmement capricieuse. Ainsi, par exemple, quand on mesurait son intensité par la conductibilité qu'elle communique au gaz, le plus faible courant d'air passant à travers ce dernier suffisait pour produire une diminution très sensible du courant. A vrai dire, le courant était si sensible aux perturbations extérieures, qu'il fut extrêmement difficile d'obtenir des résultats constants. Rutherford montra que ces irrégularités étaient dues à une cause des plus intéressantes, en parvenant à les ramener à une émanation émise par le thorium. Il trouva que le thorium émettait quelque chose qui était entraîné par un courant d'air comme une vapeur. Pour éviter de préjuger de l'état physique sous lequel existait la substance émise, Rutherford lui donna le nom d'*émanation*. Cette émanation est radioactive, c'est-à-dire émet des rayons capables d'impressionner une plaque photographique ou d'ioniser un gaz. Elle peut pénétrer, probablement par diffusion, dans des feuilles minces de papier; elle ne peut pourtant traverser du verre ou du mica même sous de très faibles épaisseurs. En fait, son pouvoir pénétrant semble beaucoup plus sélectif que celui des rayons de Becquerel, de Röntgen ou cathodiques. Sous ce rapport, son effet ressemble à celui de certaines substances résineuses ou de certains métaux étudiés par Russel. Le passage de l'émanation au travers des solides est analogue à la lente diffusion d'un gaz à travers un métal, comme celle de l'hydrogène à travers le platine au rouge. Cette analogie est suggérée par cette observation que, si l'oxyde de thorium est recouvert de papier, il faut un temps considérable à l'émanation pour le traverser.

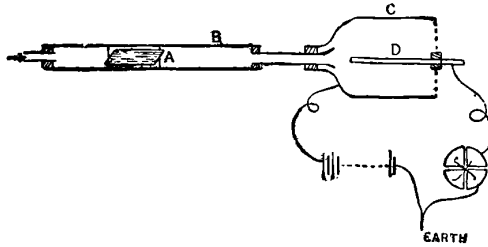
L'expérience suivante est une de celles par lesquelles Rutherford démontra l'existence de l'*émanation* et étudia plusieurs de ses propriétés.

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIX, 1900, pp. 1-161.

(2) OWENS, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVIII, 1899, p. 360.

On enferme une couche épaisse d'oxyde de thorium dans une boîte rectangulaire A faite de deux épaisseurs de papier écolier. Ce papier est suffisamment épais pour arrêter toute la radiation d'une couche mince de thorium. On plaçait le vase renfermant le thorium à l'intérieur d'un long tube métallique B. Une des extrémités était reliée à un grand vase C isolé, dont le fond était perforé pour permettre à l'air de le traverser. Une électrode isolée D était montée à l'intérieur de C et reliée à une des paires de quadrants d'un électro-

Fig. 83.



mètre. C était relié à un des pôles d'une batterie donnant une différence de potentiel de 100 volts, l'autre pôle étant à la terre.

On fit passer à travers l'appareil un courant d'air lent et débarrassé de poussières. Après un court instant, un courant commença à passer entre C et D, et s'accrut graduellement jusqu'à atteindre une certaine valeur à partir de laquelle il resta constant. On arrêta alors le courant d'air, et l'on trouva que le courant entre C et D persistait pendant 10 minutes environ. Avec un courant d'air on aurait eu également un courant électrique entre C et D, alors même que le thorium n'eût émis qu'une radiation ordinaire, au lieu d'une émanation; sous l'influence de la radiation il y aurait eu, en effet, production dans le voisinage de A, d'un gaz ionisé, et le courant d'air l'aurait transporté vers C. Mais, dans ce cas, le courant aurait été arrêté en moins d'une fraction de seconde après l'arrêt du courant d'air, tandis que, comme nous l'avons vu, l'effet persistait pendant 10 minutes. Ceci montre qu'il peut y avoir en C production continue de nouveaux ions.

En d'autres termes, la substance transportée doit être radioactive, et, quoique sa radioactivité diminue avec le temps, il en reste assez pour qu'elle demeure appréciable après un intervalle de temps de 10 minutes.

Rutherford mesura le courant de décharge entre C et D à des intervalles de temps réguliers à partir de l'arrêt du courant d'air, et il

put déterminer ainsi la vitesse avec laquelle diminuait l'intensité de la radiation produite par l'émanation. Cette intensité diminue en progression géométrique avec le temps; elle est ainsi proportionnelle à $e^{-\lambda t}$, t étant le temps et λ une constante. L'intensité est réduite à environ moitié de sa valeur au bout de 1 minute, donc $\lambda = \frac{1}{86}$. La vitesse de décroissance de la radiation n'est pas affectée par une exposition de l'émanation à un fort champ électrique, et l'on ne peut mettre en évidence aucun mouvement global dans un tel champ. Rutherford montra que la mobilité moyenne des particules de l'émanation doit être inférieure à 10^{-5} cm : sec.

Par suite de la diffusion de l'émanation, la radiation de couches épaisses de thorium ne doit pas projeter d'ombre; l'émanation pénètre en effet par diffusion à travers le corps opaque et oblitère l'ombre qu'il porte.

L'émanation peut traverser des bouchons de substances poreuses, barboter à travers l'eau ou les acides les plus forts et être portée à une température de beaucoup supérieure à celle du rouge sans perdre sa radioactivité (¹). En fait, aucun des procédés physiques ou chimiques jusqu'ici essayés n'a eu d'action sur sa radioactivité. Cette inertie la fait ressembler aux gaz argon et hélium, ce dernier accompagnant le thorium dans beaucoup de minéraux.

L'émanation pouvant pénétrer plusieurs millimètres d'un composé de thorium, la radiation émise par une couche d'un tel composé croîtra avec son épaisseur tant que celle-ci restera inférieure à quelques millimètres. Au-dessus d'une certaine épaisseur la radiation devient pratiquement constante. Cette propriété de l'émanation de traverser des bouchons poreux, des tubes barboteurs de Liebig et de pouvoir être maintenue à des températures qui altèrent les propriétés du thorium est une forte preuve pour qu'elle ne soit pas constituée par de la poussière de thorium, c'est-à-dire par de petites particules de thorium à l'état solide. Cette conclusion est fortifiée par le fait que l'émanation ne donne pas naissance à un nuage quand l'air à travers lequel elle a diffusé subit une détente suffisante pour donner naissance à un nuage dans l'air qui tient des poussières en suspension.

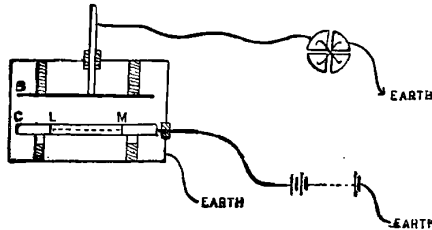
On ne peut déceler aucune variation de pression à l'intérieur d'un tube vide en y laissant diffuser l'émanation; cette introduction de l'émanation ne produit également aucun changement apparent dans le spectre émis par le tube.

(¹) RUTHERFORD, et SODDY, *Journal of chemical Society*, t. LXXXI, 1902, p. 321.

Radioactivité induite provoquée par l'émanation du thorium.

170. Rutherford (¹) découvrit que l'émanation du thorium rend radioactive une substance quelconque avec laquelle elle vient en contact. On peut le montrer par l'expérience représentée (fig. 84).

Fig. 84.



Deux plaques isolées B et C sont disposées parallèlement l'une à l'autre dans un récipient métallique fermé relié à la terre. Dans une cavité peu profonde LM pratiquée dans la plaque C, on dispose une couche d'oxyde de thorium recouverte de plusieurs feuilles de papier écolier. La plaque C est reliée au pôle positif d'une batterie donnant une différence de potentiel d'au moins 50 volts, l'autre pôle étant au sol. La plaque B est reliée à un électromètre. Si on laisse les choses en cet état pendant plusieurs heures, puis si l'on enlève la plaque C avec le thorium et si on la remplace par une plaque métallique polie, on trouve que le gaz compris entre les plaques possède une conductibilité considérable. Cette conductibilité diminue graduellement avec le temps et devient inappréciable après quelques jours. Si au lieu de laisser B dans le vase lorsque C est retirée on remplace à la fois B et C par des plaques neuves, on n'observe plus aucune conductibilité. L'ionisation est donc due à quelque changement produit dans la plaque B; par l'action du thorium elle est devenue radioactive. On peut démontrer de plusieurs manières que cet effet est dû à l'action de l'émanation et non à la radiation directe. En premier lieu d'abord, on constate que cet effet ne se manifeste pas si nous employons une couche mince d'oxyde de thorium, qui émet une radiation directe intense, mais très peu d'émanation. De même, si nous extrayons l'émanation de l'oxyde de thorium par un chauffage intense, nous détruisons son pouvoir

(¹) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIX, 1900, p. 161.

de produire la radioactivité induite, quoique nous n'affectons en rien celui d'émettre une radiation directe.

L'expérience suivante, due à Rutherford, montre l'étroite connexion qui existe entre l'émanation et la radioactivité induite.

Un courant d'air lent provenant d'un gazomètre descend le long d'un tuyau rectangulaire de bois de 60^{cm} de longueur; il passe à travers de l'acide sulfurique pour le dessécher, et à travers un tampon de laine de verre ayant pour but d'éviter les remous et d'égaliser le courant d'air dans la section transversale du tube. Une plaque métallique chargée positivement recouvre le fond de ce dernier. 4 plaques métalliques isolées A, B, C, D, disposées à intervalles égaux, se chargent négativement par suite de leur mise à la terre. Le courant d'air circulant avec une vitesse de 0^{cm},2 par seconde pendant 7 heures, et une différence de potentiel de 300 volts étant établie entre les plaques supérieures et inférieures, on obtient les résultats suivants :

	Courant relatif dù à l'émanation.	Radioactivité induite relative.
Plaque A.....	1	1
» B.....	0,55	0,43
» C.....	0,18	0,16
» D.....	0,072	0,061

Ainsi, la radioactivité induite est approximativement proportionnelle à l'intensité de la radiation émise par l'émanation.

L'expérience montre que l'émanation est en quelque sorte la cause de la radioactivité induite; mais elle ne nous permet pas de trancher la question de savoir si cette dernière est due à un dépôt de la substance constituant l'émanation ou à une modification des couches superficielles de la plaque sous l'influence de la radiation émise par l'émanation. Nous reviendrons sur ce point quand nous aurons discuté plus complètement les propriétés de la radioactivité induite.

Si dans l'enceinte qui renferme le thorium et l'émanation se trouve un conducteur fortement chargé négativement, la radioactivité induite se concentrera sur lui, et il y en aura moins sur les parois de l'enceinte que si le conducteur n'avait pas été chargé. Ainsi l'excès de radioactivité sur le fil s'obtient aux dépens de celle des objets environnants.

La quantité et la nature de la radioactivité induite semblent indépendantes de la substance qui constitue les parois de l'enceinte;

en substituant à un métal du papier ou du carton, on n'a aucune différence appréciable dans les résultats. La radioactivité induite ne doit pas dépendre de la nature du gaz renfermé dans l'enceinte, ni de sa pression, quoique aux basses pressions la concentration sur les surfaces électrisées négativement soit moins complète qu'à des pressions élevées. Ainsi, par exemple, dans une expérience de Rutherford la radioactivité induite concentrée sur un fil électrisé négativement était pratiquement constante quand on réduisait la pression de 760^{mm} à 16^{mm}. A 5^{mm} cependant, elle avait environ $\frac{1}{20}$ de sa valeur à la pression la plus élevée. Cette diminution de la radioactivité du fil était accompagnée d'un accroissement de celle des parois de l'enceinte.

Durée de la radioactivité induite.

171. Cette radioactivité induite disparaît graduellement avec le temps. La vitesse avec laquelle elle décroît est cependant très lente, puisque les mesures de Rutherford montrent qu'il faut environ 11 heures pour que son intensité tombe à la moitié de sa valeur initiale.

La vitesse avec laquelle la radiation disparaît ne dépend pas de la nature de la substance qui a été activée. La durée de la radioactivité induite est également beaucoup plus grande que celle de l'émanation qui l'a produite, puisque nous avons vu que cette dernière tombe à moitié de sa valeur initiale en 1 minute. Il ne faut pas oublier cependant que ces chiffres se rapportent à l'émanation dégagée des corps solides et se présentant sous forme d'un gaz libre. Nous ne savons pas si sa vitesse de décroissance est aussi grande quand elle se trouve diffusée dans un corps solide. Les résultats des expériences semblent plutôt indiquer que ceci n'a pas lieu, car l'émanation est encore active après avoir traversé un grand nombre de feuilles de papier. Si sa vitesse de décroissance, quand elle se trouve à l'intérieur du papier, est aussi rapide que dans l'air, elle doit pouvoir diffuser à son travers en très peu de temps.

Une surface une fois rendue radioactive peut être soumise aux traitements les plus violents sans perdre cette propriété. Ainsi, Rutherford porta au rouge blanc un morceau de platine activé et constata, après refroidissement, qu'il n'avait que peu ou point perdu son activité. Le lavage des surfaces à l'eau chaude ou froide, à la soude caustique, à l'acide nitrique, n'a aucun effet sur elle. Si cependant on immerge le fil dans de l'acide sulfurique ou chlorhy-

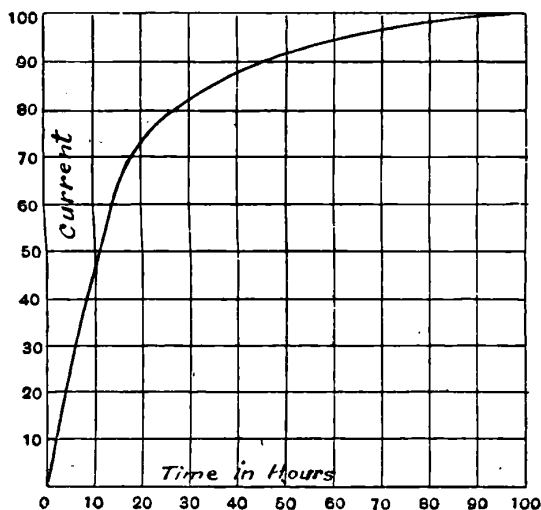
drique, on enlève la radioactivité en quelques minutes. Mais elle a seulement passé du métal à l'acide, car, en évaporant ce dernier à siccité, on trouve un résidu fortement radioactif. Il semblerait donc que la substance radioactive est dissoute dans l'acide et conserve sa radioactivité. Il n'a été possible de déceler aucun changement de poids dû à la radioactivité induite; l'examen microscopique du métal ne révèle, lui non plus, aucune poussière ou aucun changement dans l'aspect de la surface. On peut enlever la radioactivité en le frottant longtemps avec du sable ou du papier émeri; les fragments ainsi arrachés sont radioactifs.

Temps nécessaire à la production de la radioactivité.

172. La radioactivité induite exige, pour se produire, un temps considérable. A la première exposition à l'émanation, elle s'accroît à peu près proportionnellement au temps. Ensuite sa vitesse d'accroissement diminue, et elle atteint en dernier lieu une valeur constante.

Le diagramme suivant, extrait d'un Mémoire de Rutherford

Fig. 85.



(fig. 85), montre comment l'intensité de la radiation induite s'accroît avec le temps d'exposition au thorium.

Le temps pris pour atteindre un état stable est déterminé par la vitesse avec laquelle disparaît la radioactivité induite. Soient en effet I l'intensité de la radioactivité induite à un instant donné t ; q la

vitesse avec laquelle elle croît grâce à la présence du thorium; $\frac{1}{T}$ la vitesse avec laquelle elle décroîtrait en l'absence de thorium. Nous avons alors

$$\frac{dI}{dt} = q - \frac{I}{T},$$

ou

$$(1) \quad I = qT \left(1 - e^{-\frac{t}{T}} \right).$$

Ainsi, la radioactivité n'atteindra un état stable que lorsque t sera considérablement plus grand que T . Rutherford a déterminé T en mesurant la vitesse avec laquelle l'activité de la surface disparaît quand elle n'est plus exposée à l'action du thorium.

Posons $q = 0$; nous avons

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{T}},$$

où I_0 est la valeur de I pour $t = 0$.

Rutherford trouva que I tombait à $\frac{1}{2} I_0$ en 11 heures environ, de sorte que $T = 16$ heures. Ainsi, pour atteindre un état stable, la radioactivité induite demandera un temps plus grand que 11 heures, mais comparable à cette durée. Nous voyons, d'après l'équation (1), que la radioactivité induite atteindra moitié de sa valeur finale en 11 heures environ. Une simple inspection de la figure 81 montre que tel est bien le cas.

Pouvoir pénétrant de la radioactivité induite.

173. Rutherford mesura le pouvoir pénétrant de la radioactivité induite et trouva qu'il était considérablement plus grand que celui de couches minces de thorium lui-même. Ainsi, la radiation émanée de ces dernières a son intensité réduite de moitié après avoir traversé 1 centimètre d'air à la pression atmosphérique, tandis que la radiation induite peut traverser 1^{cm},65 avant d'être réduite dans la même proportion. Le pouvoir pénétrant de la radioactivité induite est indépendant de la substance activée; c'est là une forte présomption pour qu'elle soit due à un dépôt de l'émanation, et non à une altération de la surface de la substance provoquée par la radiation émise par l'émanation.

L'effet produit par une électrisation négative qui accroît la radioactivité induite d'une surface ainsi chargée est, à mon avis, sans doute lié à la propriété que possèdent plusieurs substances radioactives, par exemple l'uranium et le radium (voir § 188), d'émettre des cor-

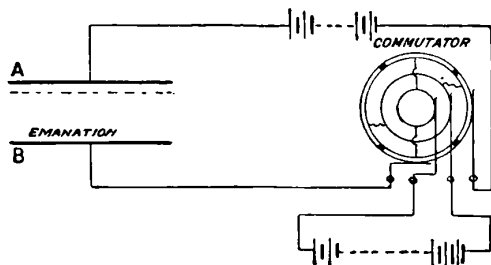
puscules négatifs. Miss Slater (1) a récemment trouvé que les émanations radioactives du radium et du thorium possèdent cette propriété.

Les particules qui émettent un corpuscule et prennent par suite une charge positive seront attirées par la surface négative et iront rapidement vers elle. La vitesse avec laquelle une particule se meut dans le champ électrique est très grande si on la compare à celle qu'elle posséderait dans le cas d'une simple diffusion. L'émanation donc, grâce à la charge possédée par la surface, arrivera sur elle beaucoup plus rapidement que si celle-ci avait été à l'état neutre. Elle arrivera ainsi sans aucune altération, et par suite dans de meilleures conditions, pour provoquer la radioactivité induite.

174. Rutherford (2) a mesuré la vitesse acquise dans un champ électrique par les particules de l'émanation chargées positivement, par la méthode suivante. Elle est basée sur l'hypothèse, justifiée par la facilité avec laquelle on peut concentrer la radioactivité induite sur une surface électrisée négativement, que la radioactivité de la surface est presque entièrement due au nombre plus ou moins grand de particules positives qui l'atteignent.

L'émanation se répand entre deux plaques parallèles A et B (fig. 86).

Fig. 86.



Un champ électrique est établi entre elles. Ce champ a deux composantes :

1° Une différence de potentiel constante égale à E_0 , rendant la plaque supérieure positive, la plaque inférieure négative ;

2° Un champ dans lequel la direction de la force est renversée à intervalles de temps égaux T ; ainsi, elle est égale à E_1 , pendant un temps T , puis se change en $-E_1$, qui dure également T puis redevient

(1) Miss SLATER, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. X, 1905, p. 460.

(2) RUTHERFORD, *Physikalische Zeitschrift*, t. III, 1902, p. 210 ; *Phil. Mag.*, 5^e série t. VI, 1903, p. 95.

+ E_1 , etc. Cette différence de potentiel variable est disposée en série avec la différence de potentiel constante; pendant la première moitié de la période, la force électrique agissant vers le bas est donc $\frac{E_0 + E_1}{d}$, d étant la distance entre les plaques, tandis que durant la seconde moitié elle est égale à $\frac{E_1 - E_0}{d}$ et agit vers le haut. On suppose E_1 plus grand que E_0 . Il y a par suite, en moyenne, une tendance des ions positifs à se diriger vers la plaque inférieure. Mais, durant la seconde moitié de l'alternance, quelques-unes des particules seront attirées vers la plaque supérieure et la rendront radioactive. Le nombre de particules ainsi attirées dépendra de leur mobilité et pourra être calculé comme suit.

Soit K leur mobilité. Supposons que les particules positives soient produites uniformément entre les plaques, le nombre produit par seconde dans une couche d'épaisseur égale à 1 étant q . Les particules qui atteindront la plaque supérieure quand elle sera chargée négativement seront de deux classes : 1^o celles produites pendant que la plaque est électrisée négativement; 2^o celles déjà produites au début de l'alternance. Déterminons tout d'abord le nombre de celles de la première classe. Considérons celles qui sont envoyées vers la plaque supérieure par une couche d'épaisseur dx à une distance x de cette dernière. Toute particule de cette couche, puisqu'elle se meut avec la vitesse KX_1 , mettra un temps $\frac{x}{KX_1}$ pour atteindre la plaque, X_1 étant la force électrique entre elles et étant égale à $\frac{E_1 - E_0}{d}$. Puisque les particules doivent atteindre la plaque avant la fin de l'alternance, l'intervalle de temps le plus grand pendant lequel elles peuvent partir est $\frac{T}{2}$ avant la fin de cette dernière. Les particules qui atteignent la couche sont donc formées pendant un temps $T - \frac{x}{KX_1}$ ainsi le nombre de particules de cette couche qui atteignent la plaque est $q \left(T - \frac{x}{KX_1} \right) dx$, et le nombre total de particules appartenant à la première classe est égal à

$$\int_0^{KX_1 T} q \left(T - \frac{x}{KX_1} \right) dx = \frac{1}{2} q KX_1 T^2.$$

Le nombre des particules de la classe (2) sera celui des particules positives comprises au commencement de l'alternance dans une couche au voisinage de la plaque supérieure d'épaisseur égale à $KX_1 T$. La force, qui dans l'alternance précédente tendait à les éloigner de la plaque supérieure est égale à X_2 ou $X_2 = \frac{(E_0 + E_1)}{d}$; par suite,

leur vitesse est KX_2 ; le nombre de particules produites dans une couche d'épaisseur dx , à une distance x de la plaque supérieure, et qui à la fin de l'alternance n'auront pas été entraînées à une distance de cette dernière plus grande que KX_1T , est $q \frac{(KX_1T - x)}{KX_2} dx$; par suite, le nombre de particules de la seconde classe est égal à

$$\int_0^{KX_1T} q \frac{(KX_1T - x)}{KX_2} dx = \frac{1}{2} q \frac{KX_1^2 T^2}{X_2}.$$

Ainsi, le nombre total de particules positives qui atteignent la plaque supérieure pendant la durée d'une double alternance $2T$ est égal à

$$\frac{1}{2} q KX_1 T^2 \left(1 + \frac{X_1}{X_2} \right).$$

Pendant ce temps, le nombre total de particules positives produites est $2q dT$; si nous avons soin de prendre le champ électrique assez intense, toutes les particules atteindront l'une ou l'autre des plaques; par suite ρ , rapport du nombre de particules atteignant la plaque supérieure à la somme des nombres de celles qui atteignent les deux plaques, est donné par l'équation

$$\rho = \frac{1}{4} \frac{KX_1 T^2}{d} \left(1 + \frac{X_1}{X_2} \right),$$

ou, substituant à X_1 et X_2 leurs valeurs, nous obtenons

$$(1) \quad \rho = \frac{1}{2} \frac{KT^2 (E_1 - E_0)}{d^2} \frac{E_1}{E_1 + E_0}.$$

Dans l'hypothèse déjà indiquée, et d'après laquelle la radioactivité induite serait presque entièrement due aux particules chargées positivement qui atteignent la plaque, ρ est le rapport de la radioactivité de la plaque supérieure à la somme des activités des plaques supérieure et inférieure. On peut déterminer ρ en mesurant ces activités. Quand ρ est connu, l'équation (1) nous permet de déterminer K et par suite la mobilité des particules positives. Dans cette méthode, Rutherford a obtenu les résultats suivants :

Plaques distantes de 1^{cm},3.

$E_1 + E$ volts.	$E_1 - E$ volts.	Alternances		Mobilité.
		par seconde.	ρ .	
152	101	57	0,27	1,25
225	150	57	0,38	1,17

Plaques distantes de 2^{cm}.

272	207	44	0,37	1,47
300	200	53	0,286	1,45

Ces résultats se rapportent à l'air sous la pression atmosphérique. Zeleny (§ 30) trouva que la mobilité de l'ion positif produit par les rayons de Röntgen dans l'air à cette pression était 1,36 cm : sec ; la mobilité des particules positives dans l'émanation du thorium est ainsi, aux erreurs près d'expérience, égale à la mobilité des ions positifs ordinaires.

Rutherford a montré qu'aux basses pressions, soit moins de 1^{mm} de mercure, la radioactivité a moins de tendance à se concentrer sur l'électrode négative qu'à des pressions plus élevées. Makower a montré que tel est aussi le cas de la radioactivité produite par l'émanation du radium, et que l'action de la pression était plus marquée dans les vases de faibles dimensions que dans les grands. C'est ce à quoi nous devons nous attendre ; l'expulsion des corpuscules et des particules α provenant de l'émanation met en effet le reste de la molécule en mouvement rapide. Si la pression dans le vase est élevée, les collisions détruiront bientôt cette vitesse, et les particules seront attirées par la cathode. Si au contraire la pression est basse, la vitesse initiale leur permettra d'aller d'une paroi à l'autre malgré l'attraction due au champ électrique.

Radioactivité du radium, du polonium, de l'actinium.

Les rayons de Becquerel ont conduit à la découverte de quelques nouvelles substances qui possèdent la propriété radioactive à un degré beaucoup plus élevé que l'uranium, source primitive de ces rayons. Après la découverte de Becquerel, M. et M^{me} Curie (2) firent un examen systématique et très étendu d'un grand nombre d'éléments et de composés chimiques, ainsi que de minéraux, pour voir si d'autres éléments ne possédaient pas des propriétés semblables à celles de l'uranium. L'examen des éléments et des composés, y compris les éléments rares, gallium, germanium, néodyme, praséodyme, niobium, scandium, gadolinium, erbium, samarium, rubidium, yttrium, ytterbium, holmium, ne conduisit à la découverte d'aucune substance autre que l'uranium possédant cette propriété. L'étude des minéraux fut plus fructueuse ; ils trouvèrent, en effet, que plusieurs minéraux contenant de l'uranium étaient plus actifs que la même quantité d'uranium pur. C'est ce qu'indique la Table suivante, dans

(1) MAKOWER, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. X, 1905, p. 526.

(2) CURIE, *Rapports présentés au Congrès international de Physique*, t. III, p. 79, Paris, 1900.

laquelle i est le courant de saturation en ampères entre deux plaques circulaires de 8^m de diamètre et distantes de 3^m, l'une étant recouverte de la substance considérée :

	$i \times 10^6$ amp.		$i \times 10^6$ amp.
Uranium métallique..	2,3	Thorite... ..	1,4
Pitchblende de Johan- georgenstadt.....	8,3	Orangéite.....	2,0
— de Joachimstal....	7,0	Monazite.....	0,5
— de Pribran.....	6,5	Xénotime.....	0,03
— de Cornwall.....	1,6	Æschynite.....	0,7
Cleocite.....	1,4	Fergusonite..:.....	0,4
Chalcolite.....	5,2	Sarmarskite.....	1,1
Autunite.....	2,7	Niobite.....	0,3
		Carnotite.....	6,2

Tous ces minéraux contiennent de l'uranium et du thorium, mais on peut voir que plusieurs d'entre eux sont beaucoup plus radioactifs que les métaux purs. Ceci suggère l'idée qu'ils peuvent contenir quelque substance extrêmement active autre que l'uranium. Cette hypothèse fut affirmée quand M. et M^{me} Curie préparèrent de la chalcolite artificielle à partir de substances pures et trouvèrent qu'elle était cinq fois moins radioactive que le minéral naturel. Ils se mirent alors au travail pour étudier systématiquement la pechblende. Ils mesuraient la radioactivité d'un échantillon donné, puis ils le séparaient chimiquement et déterminaient la radioactivité de ses constituants; ils séparèrent ainsi méthodiquement les parties actives et les parties inertes de la pechblende. Ce traitement conduisit à la découverte de trois constituants différents de la pechblende, fortement radioactifs: le radium, découvert par M. et M^{me} Curie et M. Bémont (¹), le polonium, découvert par M. et M^{me} Curie (²), et l'actinium, par M. Debierne (³).

Le radium accompagne le baryum préparé à partir de la pechblende, et ses propriétés chimiques sont semblables à celles de ce dernier. On peut cependant le séparer du baryum par fractionnement, car son chlorure est moins soluble dans l'eau, l'alcool et l'acide chlorhydrique. La quantité de radium que renferme la pechblende est extrêmement faible. Plusieurs tonnes de ce minéral fournissent seulement quelques décigrammes d'une substance radioactive dont une faible partie seulement est constituée par du radium. Le spectre

(¹) CURIE et BÉMONT, *Comptes rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 1515.

(²) CURIE, *loc. cit.*, p. 175.

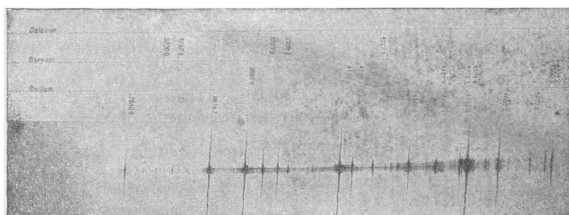
(³) DEBIERNE, *Comptes rendus*, t. CXXIX, 1899, p. 593; t. CXXX, 1900, p. 906.

du radium a été examiné par Demarçay (1). Voici quelles en sont les raies principales entre les longueurs d'onde 5000 et 3500 :

Longueur d'onde.	Intensité.	Longueur d'onde.	Intensité.
4826,3.....	10	4600,3.....	3
4726,9.....	5	4533,5.....	9
4699,8.....	3	4436,1.....	8
4692,1.....	7	4340,6.....	12
4683,0.....	14	3814,7.....	16
4641,9.....	4	3649,6.....	12

Il y a aussi deux bandes nébuleuses dans le spectre, l'une s'étendant de 4631,0 à 4621,9 avec un maximum vers 4627,5, la seconde commençant brusquement à 4463,7, a un maximum de 4455,2 à 4453,4, se terminant à 4390. La figure 87 donne l'aspect du spectre.

Fig. 87.



La sensibilité de la méthode de recherche par radioactivité est indiquée par ce fait qu'il faut plusieurs milliers de fois plus de radium pour donner un spectre appréciable que pour donner une radioactivité tout à fait décelable par les méthodes électriques.

M. et M^{me} Curie (2) ont déterminé le poids atomique du radium et l'ont trouvé égal à 225. Runge et Precht (3), par des considérations basées sur son spectre, estiment son poids atomique égal à 257,8. Leur méthode est d'ailleurs très indirecte, et il est peu douteux que la valeur la plus faible ne soit plus précise.

La radiation émise par le radium est extraordinairement intense. M. et M^{me} Curie ont préparé des échantillons de radium qui, enfermés dans un tube de plomb de 5^{mm} d'épaisseur, déchargent un électroscope plus rapidement que de l'uranium approché sans aucun écran tout près de lui.

(1) DEMARÇAY, *Comptes rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 1218; t. CXXIX, 1899, p. 116; t. CXXXI, 1900, p. 258.

(2) CURIE, *Comptes rendus*, 21 juillet 1902.

(3) RUNGE et PRECHT, *Physik. Zeit.*, t. IV, 1903, p. 285.

La radiation comprend trois sortes de rayons :

1^o Rayons α . Ils sont facilement absorbables, transportent une charge positive et ne sont que faiblement déviés par un champ magnétique ou électrique.

2^o Rayons β . Beaucoup plus pénétrants, ils sont déviés par un champ magnétique ou électrique, et transportent une charge négative.

3^o Rayons γ . Encore plus pénétrants que les précédents; ils ne sont pas déviés.

4^o Et enfin des corpuscules de faible mobilité.

*Émanation du radium et radioactivité induite
qu'elle provoque.*

175. M. et M^{me} Curie (1) ont montré que les parois d'un vase qui renferme du radium deviennent radioactives. Le radium, de même que le thorium, donne une émanation qui est également radioactive. La durée de la radioactivité de l'émanation du radium est beaucoup plus grande que celle de l'émanation du thorium. Cette dernière, comme nous l'avons vu, tombe à la moitié de sa valeur en 1 minute environ. Le temps correspondant pour l'émanation du radium est d'environ 4 jours. L'émanation du radium, comme celle du thorium, rend radioactives les parois du vase qui la renferme. La radioactivité induite par le radium disparaît plus rapidement que celle qui est due au thorium; elle se concentre également sur les corps chargés négativement.

Poids moléculaire de l'émanation du radium.

Le poids moléculaire de l'émanation du radium a été déduit par Rutherford et miss Brooks (2), de déterminations de sa vitesse de diffusion dans l'air et trouvé compris entre 40 et 100. En mesurant sa vitesse de diffusion à travers une paroi poreuse, Makower (3) trouva des valeurs réparties entre 86 et 99, alors que Bumstead et Wheeler (4) donnent 180 comme résultat de la comparaison des vitesses avec lesquelles l'émanation et CO² s'échappent d'un vase

(1) CURIE, *Rapports présentés au Congrès international de Physique*, t. III, 1900, p. 108.

(2) RUTHERFORD and MISS BROOKS, *Trans. Roy. Soc. Canada*, t. VII, 1901, p. 21.

(3) MAKOWER, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IX, 1905, p. 56.

(4) BUMSTEAD and WHEELER, *Amer. Journ. Soc.*, Feb. 1904.

poreux. Ces résultats montrent que l'émanation est un gaz lourd, ayant un poids moléculaire beaucoup faible que celui du radium lui-même.

Makower a montré que l'émanation du thorium a environ le même poids moléculaire que celle du radium.

Polonium.

176. Le polonium, découvert par M. et M^{me} Curie (1), accompagne le bismuth extrait de la pitchblende. Ils obtinrent du bismuth de plus en plus riche en polonium par les méthodes suivantes de fractionnement :

1^o Sublimation du sulfure dans le vide. Le sulfure de polonium est beaucoup plus volatil que celui de bismuth.

2^o Précipitation par l'eau de solutions dans l'acide azotique. Le nitrate précipité est beaucoup plus actif que celui qui reste en solution.

3^o Précipitation par l'hydrogène sulfuré d'une solution dans l'acide chlorhydrique. Le sulfure précipité est beaucoup plus actif que le sel qui reste en solution.

Le polonium n'a pas été obtenu à un état de pureté suffisant pour donner un spectre. Autant qu'on le sache, la radiation qu'il émet est entièrement des types (1) et (4), facilement absorbables. Le pouvoir de radiation du polonium n'est pas permanent; il devient de plus en plus faible. Le polonium est probablement un des produits de désintégration du radium.

Actinium et émanium.

L'actinium, qui a été découvert par Debierne (2), est une substance très radioactive qui accompagne le thorium extrait de la pitchblende. Il présente les mêmes propriétés radioactives que l'émanium, substance radioactive qui accompagne les terres du cérium dans la pitchblende et a été découverte par Giesel (3). Ils produisent tous les deux une émanation qui décroît en quelques secondes.

Désintégration atomique.

177. Les phénomènes radioactifs ont été coordonnés dans une

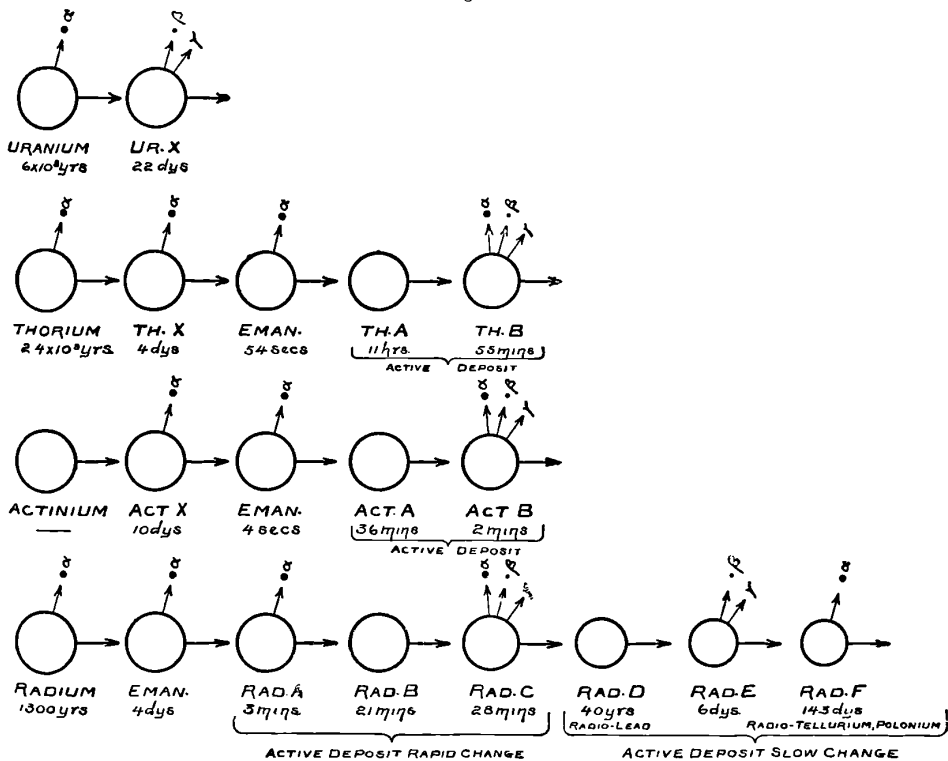
(1) CURIE, *Comptes rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 175.

(2) DEBIERNE, *Comptes rendus*, t. CXXIX, 1899, p. 533; t. CXXX, 1900, p. 906.

(3) GIESEL, *Bér. d. D. chem. Ges.*, 1902, p. 3608; 1903, p. 342.

vue d'ensemble très saisissante par Rutherford et Soddy, grâce à l'hypothèse d'une désintégration atomique. Nous donnerons seulement un bref aperçu de cette théorie, qui a été discutée longuement par Rutherford dans son Ouvrage sur la radioactivité. D'après elle, les atomes des éléments radioactifs se désagrègent de temps en temps en donnant naissance à des atomes d'autres éléments, et c'est au cours de cette désintégration des atomes que sont émis les rayons caractéristiques des substances radioactives. Ainsi, une substance radioactive n'est pas quelque chose de permanent, elle passe continuellement d'un état à un autre, et ceci avec des vitesses variant considérablement d'une substance à l'autre. Dans quelques cas, comme dans celui de l'émanation du thorium, la vitesse de décroissance est si rapide, que la substance disparaît pratiquement en quelques minutes. Dans

Fig. 88.



d'autres cas, comme dans celui du thorium lui-même, la vitesse de décroissance est si faible, qu'il ne se produit pas de diminution sensible de la substance en un siècle. Ainsi, prenons le cas du thorium.

On suppose que quelques-uns des atomes de thorium se désintègrent en particules α et en atomes d'une substance nouvelle, le thorium X.

Si N est le nombre d'atomes de thorium existant au temps t , le nombre d'atomes qui se désagrègent pendant l'unité de temps est λN , λ étant constant, et nous avons

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} &= -\lambda N, \\ N &= N_0 e^{-\lambda t},\end{aligned}$$

N_0 étant le nombre d'atomes de thorium pour $t = 0$. Nous voyons, d'après cela, que le nombre des atomes de thorium sera réduit de moitié en un temps $\frac{\log_2 2}{\lambda}$. Rutherford estime ce temps égal à $2,4 \times 10^9$ ans.

Les atomes de thorium X se désagrègent en particules α et en atomes d'émanation du thorium. La vitesse de transformation est beaucoup plus rapide que celle du thorium lui-même, étant donné que le temps nécessaire à la réduction de moitié du nombre d'atomes du thorium X est 4 jours. Les atomes de l'émanation du thorium se désintègrent en particules α et en atomes de la substance qui produit la radioactivité induite provoquée par l'émanation du thorium. La vitesse de transformation est si rapide, dans ce cas, que le nombre des atomes de l'émanation du thorium est réduit de moitié en 1 minute environ. Le Tableau (*fig. 88*), extrait de *Radioactivity* de Rutherford, montre les transformations qu'on suppose éprouvées par les éléments radioactifs. Les flèches dans le diagramme indiquent les périodes pendant lesquelles sont émis les divers rayons.

Propriétés des rayons.

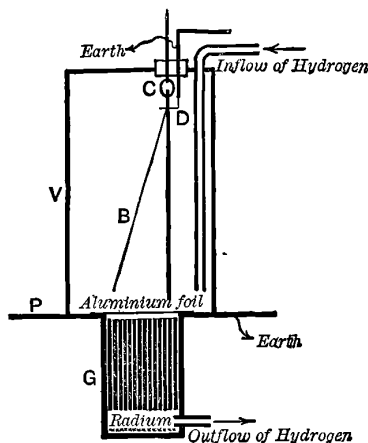
178. Nous allons examiner maintenant en détail les effets produits par les différents types de substances radioactives. On a découvert trois types de rayonnement α , β , γ et un quatrième constitué par des corpuscules de faible mobilité. Ces derniers diffèrent seulement des rayons β par la vitesse avec laquelle ils se meuvent.

Rayons α .

Ce sont les rayons facilement absorbables émis par la plupart des substances radioactives et qui sont absorbés par quelques centimètres d'air. Tout d'abord, on supposa que ces rayons ne transportaient aucune charge; la déviation qu'ils subissent dans un champ magnétique est si faible, que pendant quelque temps elle avait échappé aux recherches.

Rutherford (1) cependant trouva, en 1903, qu'ils étaient formés de particules chargées positivement. Strutt (2) avait antérieurement suggéré l'idée qu'ils étaient constitués par des particules chargées positivement dont la masse aurait été beaucoup plus grande que celle d'un corpuscule. La méthode qui permit à Rutherford de montrer que ces rayons sont déviés par des forces électriques et magnétiques est la suivante. Une mince couche de bromure de radium était placée au fond du vase G (fig. 89). Une série de plaques verticales

Fig. 89.



très serrées les unes contre les autres était disposée au-dessus de cette couche, et la radiation devait passer entre elles pour venir ioniser la chambre V.

Une très faible déviation des rayons suffisait à faire frapper les plaques et à les empêcher d'atteindre V. Rutherford trouva qu'un champ magnétique intense dont les lignes de force étaient horizontales et parallèles aux plaques verticales diminuait la valeur de l'ionisation dans V, et il put calculer la déviation des rayons à partir de la valeur de cette diminution. Il put calculer par la méthode indiquée paragraphe 59 la valeur de $\frac{mv}{e}$ à partir de la déviation magnétique, m , v , e représentant respectivement la masse, la vitesse et la charge d'une particule. Rutherford trouva ainsi

$$(1) \quad \frac{mv}{e} = 4,1 \times 10^5.$$

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. V, 1903, p. 177.

(2) STRUTT, *Phil. Trans.*, A, t. CXCVI, 1901, p. 525.

Le sens de la déviation montrait que les particules transportaient des charges positives.

Pour obtenir la déviation dans un champ électrique, les plaques étaient isolées et reliées alternativement les unes aux autres, de manière à former deux séries isolées l'une de l'autre. Elles étaient reliées respectivement aux pôles d'une machine de Wimshurst. Une force électrique transversale intense agissait ainsi sur les particules à leur passage entre les plaques. Ceci diminuait l'ionisation en V, et cette diminution permettait de calculer la déviation due au champ électrique. Cette dernière permettait de déduire $\frac{mv^2}{e}$ par la méthode du paragraphe §9. Rutherford trouva ainsi

$$(2) \quad \frac{mv^2}{e} = 1,025 \times 10^{15}.$$

De (1) et (2) nous tirons

$$\begin{aligned} \frac{e}{m} &= 6 \times 10^3, \\ v &= 2,5 \times 10^9 \text{ cm : sec.} \end{aligned}$$

Nous voyons ainsi que la valeur de $\frac{e}{m}$ pour ces rayons est du même ordre de grandeur que 10^4 , valeur de $\frac{e}{m}$ pour l'ion hydrogène dans l'électrolyse des solutions. Ainsi, la masse d'une particule α est environ 1000 fois plus grande que celle d'un corpuscule. Par suite de cette masse élevée, l'énergie que possède une particule α , bien que sa vitesse soit inférieure à celle des corpuscules qui se meuvent plus rapidement, est beaucoup plus grande que celle de ces derniers. En fait, la plus grande partie de l'énergie de la radiation émise par les substances radioactives appartient aux rayons α . Ces rayons α impressionnent une plaque photographique, et Becquerel (1) a obtenu une photographie de la trajectoire des rayons émis par le bromure de radium dans un champ magnétique. Il trouva que le sens de la déviation montrait que la charge électrique des rayons était positive; il trouva également que la courbure de la trajectoire au voisinage du radium était plus grande qu'à une distance plus considérable. Les valeurs qu'il obtint pour $\frac{mv}{e}$ se rangent de $2,9 \times 10^5$ à $3,41 \times 10^5$, en concordance avec les résultats de Rutherford.

Descoudres (2), par la méthode photographique, mesura les dévia-

(1) BECQUEREL, *Comptes rendus*, t. CXXXVI, 1903, p. 1517.

(2) DESCODRES, *Phys. Zeit.*, t. IV, 1903, p. 483.

tions des particules α dans un champ à la fois électrique et magnétique. Il trouva ainsi

$$\frac{mv}{e} = 2,5 \times 10^5, \quad \frac{mv^2}{e} = 4,1 \times 10^{14}$$

donnant

$$\frac{e}{m} = 6,4 \times 10^3 \quad \text{et} \quad v = 1,65 \times 10^9.$$

Mackenzie (1) fit, au Cavendish Laboratory, de nombreuses déterminations des déviations subies par les rayons α sous l'influence des forces électriques et magnétiques. Il employa une modification de la méthode photographique disposant en face de la plaque un écran de sulfure de zinc. Ce dernier devenait phosphorescent lorsqu'il était frappé par les rayons, et sa phosphorescence impressionnait la plaque. La source de rayons α était le bromure de radium. Il trouva que la radiation α n'était pas constituée par un seul type de rayons. Sous l'action du champ magnétique, l'image de la fente par laquelle passaient les rayons était considérablement élargie, montrant ainsi que tous les rayons ne subissaient pas la même déviation. L'élargissement n'était pas aussi marqué avec un champ électrique qu'avec un champ magnétique. Ceci est probablement dû à ce que l'exposition n'était pas aussi longue dans le champ électrique que dans le champ magnétique; si nous supposons en effet que $\frac{e}{m}$ est le même pour toutes les particules et que les rayons diffèrent seulement par leurs vitesses, la dispersion doit être plus grande dans un champ électrique que dans un champ magnétique, car sous l'influence des forces électriques elle varie comme le carré de la vitesse, tandis que pour l'influence des forces magnétiques, elle varie seulement comme la première puissance de celle-ci. Si d'ailleurs il y a relativement peu de rayons ayant des vitesses très différentes de la moyenne, il faut une très longue exposition pour donner une image des bords du pinceau de rayons α .

Mackenzie fit des expériences en faisant varier la longueur traversée par les rayons dans le champ magnétique. Il trouva qu'une particule α conservait sa charge durant tout son parcours, depuis le bromure de radium jusqu'à la plaque photographique.

Comme résultat de ses expériences, dans un champ magnétique, Mackenzie trouva des valeurs de $\frac{mv}{e}$ réparties de $2,65 \times 10^5$ à $3,92 \times 10^5$.

(1) MACKENZIE, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. X, 1905, p. 538.

Les expériences dans un champ électrique donnèrent $4,11 \times 10^{14}$ comme valeur de $\frac{mv^2}{e}$; ces résultats donnent des valeurs de v comprises entre $1,11 \times 10^9$ et $1,64 \times 10^9$. Ce sont les vitesses avec lesquelles les particules α émergent d'une mince lamelle de mica recouvrant le bromure de radium. Mackenzie calcula que le passage à travers le mica réduisait les vitesses d'environ 6 pour 100; les vitesses au départ du radium étaient donc comprises entre $1,18 \times 10^9$ et $1,74 \times 10^9$. Les valeurs de $\frac{e}{m}$ se rangent de 3×10^3 à $6,05 \times 10^3$, la moyenne étant environ 5×10^3 . Si les particules α transportent la même charge que les corpuscules, la valeur de $\frac{e}{m}$, si elles étaient constituées par des atomes d'hydrogène, serait égale à 10^4 ; si c'étaient des atomes d'hélium, à $2,5 \times 10^3$; si c'étaient des molécules d'hydrogène, à 5×10^3 .

Il est probable, d'après d'autres considérations, que quelques-unes, sinon toutes les particules α , sont constituées par des atomes d'hélium.

Les substances radioactives émettant un nombre considérable de particules α , nous devons nous attendre à trouver avec ces substances l'élément dont les particules α sont les atomes. Or on trouve l'hélium présent dans les substances radioactives, et c'est au premier abord une probabilité sérieuse pour que quelques-unes de ces particules soient constituées par de l'hélium. La détermination de $\frac{e}{m}$ n'est pas d'accord avec cette manière de voir, si nous admettons que la charge d'un atome est la même que celle d'un corpuscule. Nous ne savons en rien d'ailleurs approximativement quelle est cette charge, et, si les particules α avaient une charge égale à deux fois celle d'un corpuscule, les valeurs de $\frac{e}{m}$ concorderaient avec celles qu'on trouve dans le cas des atomes d'hélium. Quant à la question de savoir si toutes les particules α sont oui ou non de l'hélium; nous ne devons pas oublier qu'il est plus facile d'établir une relation définie entre la vitesse de production du gaz et la valeur de la radioactivité pour un gaz rare et inerte tel que lui, que pour un gaz tel que l'hydrogène, que l'on rencontre partout et dont la quantité ainsi produite serait faible devant celle qui peut être normalement présente.

179. Lorsqu'on emploie une couche épaisse de radium, les rayons α qu'elle émet proviennent de différentes profondeurs, et émergent ainsi avec des vitesses variables, ayant traversé des épaisseurs différentes dans un milieu qui les retarde. Bragg et Kleeman d'ail-

leurs, dans leurs recherches sur l'absorption des rayons α (voir § 182), montrèrent qu'il y a à cela une raison plus intime, et que les différents produits de désintégration du radium émettent des rayons α de différentes espèces.

On a de bonnes raisons pour supposer que le polonium est un de ces produits de désintégration du radium. Mackenzie trouva, avec les rayons α provenant d'un échantillon de tellure radioactif (polonium) préparé par Stammer, la valeur $3,3 \times 10^3$ pour $\frac{mv}{e}$, intermédiaire entre la plus grande et la plus faible valeur trouvées pour les rayons du bromure de radium. Hough a déterminé récemment, au Cavendish Laboratory, la valeur de $\frac{e}{m}$ pour les rayons α de cette substance, et l'a trouvée égale à $4,8 \times 10^3$; elle est ainsi approximativement la même que pour les particules α du bromure de radium.

180. Les rayons α perdent brusquement leur pouvoir d'impressionner une plaque photographique après avoir traversé une certaine épaisseur d'air ou une épaisseur plus faible d'une substance plus dense. Rutherford (1) a mesuré la valeur de $\frac{mv}{e}$ pour les rayons α émis par une mince couche de radium C après leur passage à travers des feuilles successives d'aluminium; il en accroissait le nombre jusqu'à ce que les rayons cessassent d'impressionner une plaque photographique. Les résultats obtenus sont donnés dans le Tableau suivant; l'épaisseur de chaque feuille d'aluminium était de $0^{\text{cm}},00031$.

Nombre de couches.	Valeur de $\frac{mv}{e}$.
0	1
5	0,85
8	0,75
10	0,76
12	0,64
13	pas d'action photographique.

Nous voyons ainsi que, juste avant de perdre le pouvoir d'impressionner une plaque photographique, ils possèdent encore environ 40 pour 100 de la très grande valeur de l'énergie qu'ils ont lorsqu'ils s'échappent de la substance radioactive. La perte de vitesse subie au passage des différentes couches est à très peu près proportionnelle au nombre de feuilles traversées. Les expériences cepen-

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. X, 1905, p. 163.

dant n'apportent pas une preuve décisive entre cette hypothèse et celle qui consisterait à supposer que la perte d'énergie est proportionnelle au nombre de couches traversées.

La raison la plus probable de cette perte du pouvoir d'impressionner une plaque photographique (et cette perte est accompagnée d'une perte du pouvoir d'ionisation) me semble être que, lorsque l'énergie d'une particule α tombe au-dessous d'une certaine valeur, un corpuscule négatif s'attache à elle, neutralise ainsi sa charge positive, et elle se comporte alors comme un atome neutre avec des propriétés entièrement différentes de celles de la particule α originale. Pour qu'une particule α puisse s'éloigner d'un corpuscule après être entrée en collision avec lui, il est nécessaire que leur vitesse relative avant le choc dépasse une certaine valeur; soient v cette vitesse relative lorsqu'ils sont à une distance a l'un de l'autre, M la masse de la particule, m celle du corpuscule, E et e leurs charges en unités électrostatiques; nous pouvons facilement, d'après la théorie des forces centrales, montrer que, si M est grand devant m , la condition pour que la particule s'éloigne du corpuscule est que $\frac{1}{2} m v^2$ soit supérieur à $\frac{Ee}{a}$.

Si cette condition n'est pas remplie, le corpuscule devient un satellite de la particule et la rend électriquement neutre. Si nous supposons a égal au rayon de celle-ci, tant que $\frac{1}{2} m v^2$ sera $> \frac{Ee}{a}$, elle ne pourra pas être neutralisée; elle pourra s'éloigner du corpuscule après chaque collision. Si nous supposons

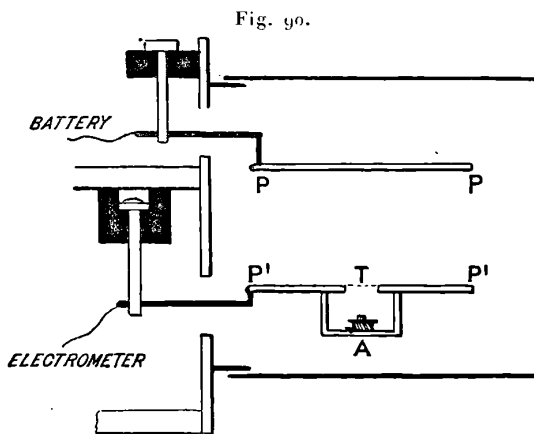
$$\frac{e}{m} = 5,1 \times 10^{17}, \quad E = e = 3,5 \times 10^{-10}, \quad a = 10^{-8},$$

la valeur limite de v est $v = 1,9 \times 10^8$. Si la vitesse descend au-dessous de cette valeur, il est alors possible qu'une collision amène, s'ils viennent au contact, la neutralisation de la charge de la particule α . La valeur trouvée par Rutherford pour les particules lorsqu'elles cessent d'ioniser est considérablement plus grande que la valeur limite que nous venons de trouver; il ne faut pas attacher beaucoup d'importance à ce fait, la valeur de a employée ayant été prise égale à 10^{-8} par convention et non déduite des autres propriétés des particules α . Si la particule a une charge supérieure à celle du corpuscule, par exemple double, sa vitesse limite sera plus grande; mais, dans ce cas, nous devons nous attendre à ce que la perte du pouvoir ionisant se fasse en deux temps, d'abord lorsque la charge

positive sera diminuée de moitié, lorsque la particule captera le premier corpuscule, puis ensuite lorsque finalement la charge sera entièrement neutralisée par le second.

181. *Absorption des rayons α .* — Quelques anciennes expériences de M^{me} Curie (1) sur les rayons α du polonium ont montré que l'absorption de ces rayons présente quelques particularités très intéressantes.

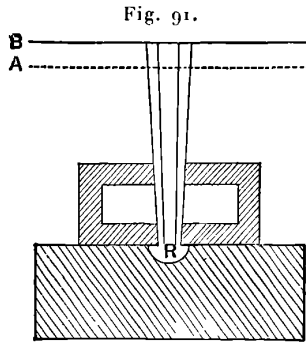
Le dispositif employé est représenté figure 90. PP, P'P' sont deux



plaques métalliques entre lesquelles on mesure par les méthodes habituelles le courant produit par une différence de potentiel considérable. Le polonium est placé en A, et les rayons qu'il émet traversent la toile métallique disposée en T. Lorsque la distance AT dépasse 4^m, on ne peut mettre en évidence aucun courant entre les plaques. Si l'on diminue cette distance, l'apparition du courant est très brusque. Une petite diminution de leur intervalle fait croître le courant d'une valeur extrêmement faible à une fraction très appréciable de la valeur qu'il a lorsque le polonium est voisin de T. Lorsque le polonium est recouvert d'une mince feuille d'aluminium, l'absorption produite par la feuille est plus forte si la distance AT est grande que si elle est petite. Les effets observés avec le polonium (et il en est de même, comme l'a montré M^{me} Curie, avec les rayons α du radium) sont ceux qui seraient produits si les rayons étaient homogènes, mais devenaient moins pénétrants après avoir traversé un milieu absorbant.

(1) CURIE, *Comptes rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 175.

182. Des expériences récentes de Bragg et Kleemann (1) ont jeté une vive lumière sur les lois de l'absorption de ces rayons. La méthode employée consistait à mesurer l'ionisation produite dans une chambre mince AB par un pinceau étroit de rayons α , émanés d'une



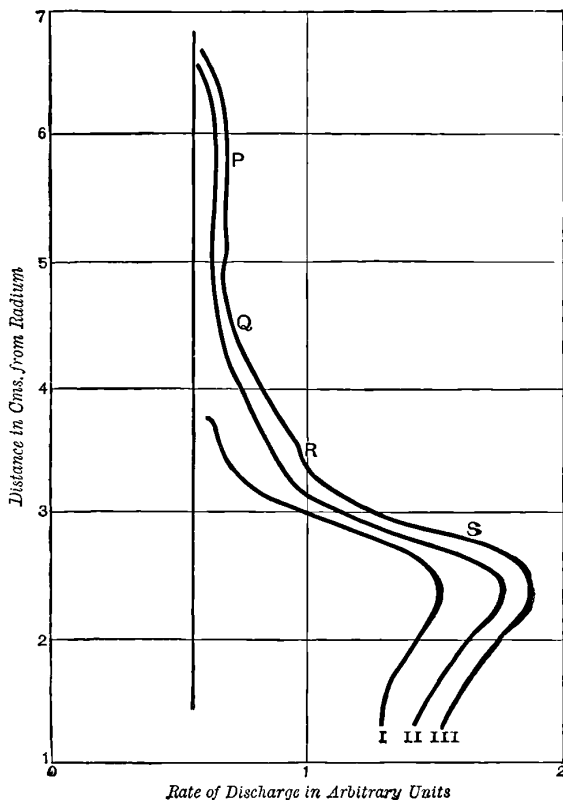
petite quantité de radium R et à rechercher comment elle varie lorsqu'on accroît graduellement la distance qui sépare le radium de AB. La chambre étant toujours assez grande pour recueillir le pinceau entier de rayons, il n'y avait pas de correction à appliquer relativement à l'épanouissement du faisceau de rayons lorsque la distance au radium s'accroît. Pour mettre les résultats sous la forme la plus simple, il faut n'avoir qu'une seule substance radioactive présente. Du bromure de radium ordinaire ne renferme pas seulement du radium, mais aussi ses produits de désagrégation; mais on peut l'en débarrasser temporairement par un chauffage prolongé. Dans ce cas la courbe qui représente la relation entre la valeur de l'ionisation dans la chambre et la distance au radium est du type représenté en I (fig. 92). Les ordonnées donnent la distance au radium et les abscisses la valeur de l'ionisation. Nous voyons que d'abord l'ionisation croît réellement avec la distance; si pourtant on s'éloigne à une certaine distance du radium, l'ionisation tombe rapidement à une faible fraction de sa valeur primitive. Nous pouvons ainsi considérer les rayons α comme capables de traverser une certaine épaisseur d'air sans perdre leur pouvoir d'ioniser, mais le perdant presque entièrement et brusquement au delà. Ils perdent en même temps la faculté d'exciter la phosphorescence et celle d'impressionner une plaque photographique. Ceci, comme je l'ai déjà établi, est dû, à mon avis, à ce que les particules α perdent leur charge, ne pouvant pas

(1) BRAGG et KLEEMANN, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. X, 1905, p. 318.

s'éloigner des corpuscules négatifs avec lesquels elles entrent en collision.

Bien que la faculté d'ioniser que possèdent les rayons α ne diminue pas tout d'abord lorsque la distance traversée augmente, leur vitesse est assurément réduite, comme l'ont montré les expériences de Rutherford.

Fig. 92.



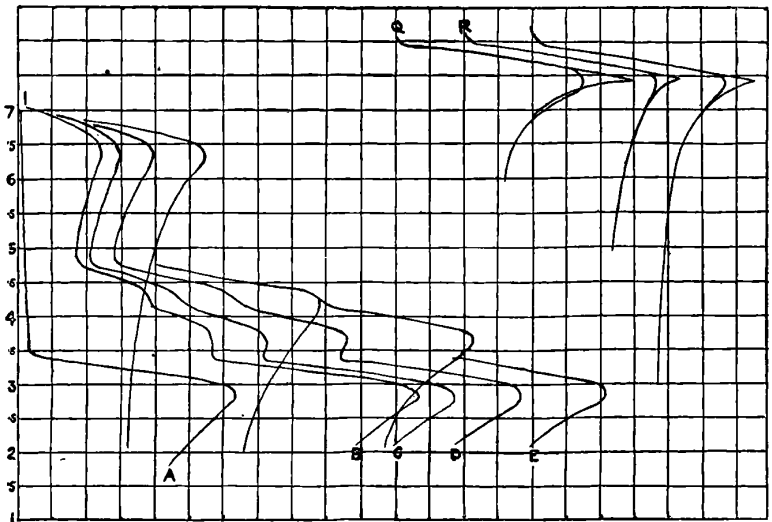
L'accroissement de l'ionisation avec la distance est probablement un exemple du principe dont nous avons trouvé maint exemple et d'après lequel la faculté d'ioniser que possèdent des particules en mouvement rapide croît lorsque leur vitesse diminue.

En interprétant ces résultats, nous ne pouvons cependant oublier qu'une radiation secondaire se produit à la suite du choc des rayons contre la matière qu'ils traversent. L'effet de la radiation secondaire produite par le passage à travers le gaz croîtrait avec

la distance, pendant que celui dû au choc contre la plaque la plus éloignée dans la chambre d'ionisation diminuerait.

Lorsque, au lieu d'employer une substance radioactive simple, nous nous servons de bromure de radium en équilibre radioactif et renfermant un mélange de telles substances, les courbes qu'on obtient sont beaucoup plus complexes. La figure 93, extraite d'un

Fig. 93.



Mémoire de Bragg et Kleeman (¹), montre des courbes ainsi obtenues. Nous pouvons voir qu'elles présentent plusieurs points pour lesquels l'ionisation subit une brusque diminution, ce qui indique que les rayons α provenant des diverses substances radioactives ont des pouvoirs de pénétration différents. D'après ces courbes, Bragg et Kleeman (*loc. cit.*) ont calculé que les rayons α émis par le radium et ses divers produits de désintégration peuvent traverser les épaisseurs suivantes d'air à la pression atmosphérique avant de perdre leur faculté d'ioniser :

Radium.....	3,50
Émanation ou radium A.....	4,23
Radium A ou émanation.....	4,83
Radium C.....	7,06

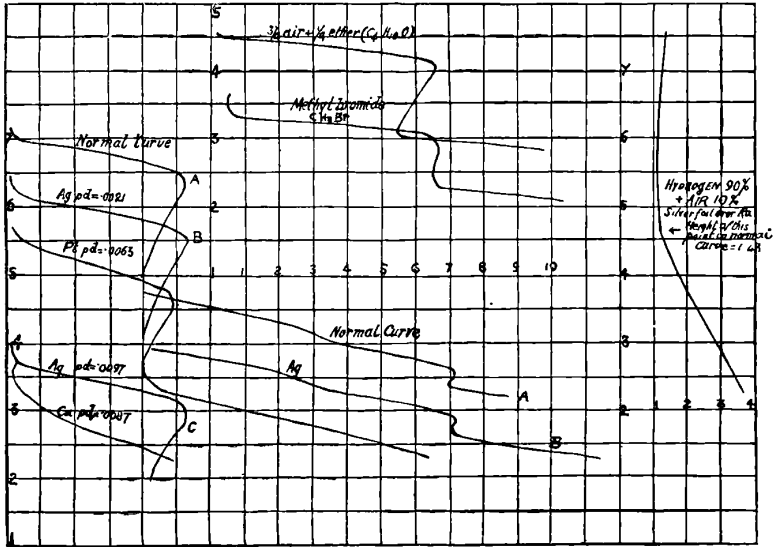
Une série de particules α a une portée de 4^{cm},23, une autre de 4^{cm},83; l'une provient de l'émanation, l'autre du radium A. On n'a pourtant

(¹ BRAGG et KLEEMAN, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. X, 1905, p. 318.

pas établi si c'étaient les particules émises par l'émanation ou par le radium A qui avaient la plus longue portée.

Si l'on dispose une feuille mince de métal au-dessus du radium, on réduit les portées de toutes les particules dans le même rapport.

Fig. 94.



Ceci est montré par les courbes obtenues par Bragg et Kleeman et représentées (fig. 94).

Absorption des rayons α par différentes substances.

183. En comparant la diminution de portée dans l'air, produite par des feuilles de substances différentes, nous pouvons comparer les absorptions qu'elles produisent. Nous voyons ainsi, d'après la figure, qu'une feuille d'argent pour laquelle le produit de la densité par l'épaisseur était égal à 0,00967 réduisait la portée des particules α dans l'air à 3^m,35, c'est-à-dire qu'une couche d'argent pour laquelle $\rho d = 0,00967$ produisait la même absorption qu'une couche d'air telle que $\rho d = 3,35 \times 0,0012 = 0,00402$. Dans ce sens, Bragg et Kleeman trouvaient ce résultat très intéressant, que les masses par unité d'aire des couches d'égale absorption sont proportionnelles à la racine carrée du poids atomique de la substance absorbante. Ainsi, par exemple, les masses des couches d'oxygène et d'hydrogène qui produisent des absorptions égales sont dans le rapport de 4 à 1,

ou bien si la pression est la même l'épaisseur de la couche d'hydrogène égale 4 fois celle de l'oxygène, ou encore les portées des particules α dans l'hydrogène et l'oxygène sont dans le rapport de 4 à 1.

Si m est la masse de l'atome, N le nombre d'atomes dans le volume découpé dans la couche par un cylindre ayant l'unité d'aire pour section, la masse par unité d'aire de la couche est Nm , et nous devons, pour des absorptions égales, avoir $\frac{Nm}{\sqrt{m}}$ constant, c'est-à-dire $N\sqrt{m}$ constant, c'est-à-dire que l'absorption produite par des nombres égaux d'atomes doit être proportionnelle à la racine carrée du poids atomique.

Cette loi d'absorption est entièrement différente de celle des corpuscules négatifs en mouvement rapide. Dans ce cas, des masses égales produisent approximativement des absorptions égales. Ainsi, une couche d'hydrogène produit la même absorption vis-à-vis des corpuscules négatifs qu'une couche d'oxygène seize fois plus mince, tandis que, pour produire la même absorption avec des rayons α , il suffit d'une épaisseur quatre fois moindre. L'accroissement de poids atomique ne produit ainsi pas le même accroissement d'absorption avec les rayons α et avec les rayons cathodiques rapides; d'autre part, avec les rayons de Röntgen doux, un accroissement déterminé du poids atomique produit même un accroissement d'absorption plus grand qu'avec les rayons cathodiques.

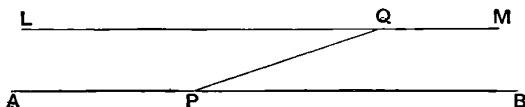
Les rayons α émis par différentes substances ont des portées différentes; par ordre croissant, on a

Thorium	}	Radiation induite.
Radium		
Thorium.		
Radium.		
Polonium.		
Uranium.		

184. Si, au lieu d'employer un faisceau conique étroit de rayons émis par un grain de substance radioactive, on utilise tous les rayons émanés d'une grande surface, on trouve que l'ionisation diminue lorsque la distance à la substance radioactive croît et n'est pas (comme celle due à un pinceau étroit de rayons) indépendante de la distance lorsque cette dernière est petite. Un examen de la figure 95 en donne la raison. Les rayons α sont émis dans toutes les directions, et un rayon oblique tel que PQ peut avoir traversé une distance supérieure à la distance critique avant de traverser le plan LM, bien

que la distance de ce plan à la substance radioactive soit inférieure à cette distance; la proportion de rayons obliques qui n'atteignent pas le plan situé au-dessus croît avec la distance de ce dernier

Fig. 95.



à la substance, et ainsi l'ionisation diminue lorsque cette distance croît, si petite que celle-ci puisse être.

Les premières expériences sur l'absorption des rayons α ont été faites avec un tel dispositif, et la diminution d'ionisation lorsque la distance augmente indiquerait que l'intensité des rayons α à une distance d de leur source est proportionnelle à $\varepsilon^{-\lambda d}$. Les expériences de Bragg et Kleeman montrent que tel n'est pas le cas.

185. *Ionisation produite par les rayons α lorsqu'ils traversent différents gaz.* — Strutt (¹) a fait des séries très étendues d'expériences sur l'ionisation produite par les rayons α lorsqu'ils passent à travers différents gaz; la pression de ces derniers dans le vase où se produisait l'ionisation était assez basse pour que les rayons α les traversent sans perdre leur pouvoir ionisant; on s'assurait qu'il en était bien ainsi en mesurant l'ionisation à différentes pressions et en réduisant cette dernière jusqu'à ce que l'ionisation lui soit exactement proportionnelle.

Les résultats sont donnés dans le Tableau suivant et montrent que, sauf pour l'hydrogène et l'iodure de méthyle, l'ionisation est proportionnelle à la densité du gaz. D'autres considérations montrent cependant que ce n'est pas là la loi reliant l'ionisation au poids moléculaire. D'après cette loi, la valeur de l'ionisation produite par les rayons α , par unité de longueur de leur trajectoire serait proportionnelle à la densité du gaz. Or, Bragg et Kleeman ont montré que dans un gaz à pression constante la longueur de la trajectoire, durant le parcours de laquelle la particule α peut ioniser, est sensiblement inversement proportionnelle à la somme des racines carrées des poids atomiques des atomes constituant la molécule, ou, dans le cas d'un gaz simple, à la racine carrée de sa densité à pression constante.

(¹) Hon. R.-J. STRUTT, *Phil. Trans.*, A, t. CXCVI, 1901, p. 507.

TABLE I.

Gaz.	Densité relative.	Ionisation relative.	Ionisation calculée d'après la loi de la racine carrée.
Hydrogène.....	0,0693	0,226	0,26
Air.....	1,00	1,00	1,00
Oxygène.....	1,11	1,16	1,08
Anhydride carbonique.....	1,53	1,54	1,50
Cyanogène.....	1,86	1,94	1,88
Acide sulfureux.....	2,19	2,04	1,80
Chloroforme.....	4,32	4,44	3,15
Iodure de méthyle.....	5,05	3,51	2,40
Tétrachlorure de carbone...	5,31	5,34	3,6

Rapprochant ceci des résultats de Strutt d'après lesquels l'ionisation par unité de longueur de la trajectoire est proportionnelle à la densité, nous voyons que le nombre total d'ions produits par une particule α est, pour un gaz simple, proportionnel à la racine carrée du poids atomique. Ainsi, si ces deux lois sont exactes, les particules α devraient produire plus d'ions dans les gaz à poids atomique élevé que dans ceux dont le poids atomique est faible, à condition toutefois que les particules soient entièrement absorbées par le gaz. La variation du nombre d'ions produits serait grande; ainsi, dans le gaz des marais CH_4 , leur nombre serait seulement moitié de ce qu'il est dans l'hydrogène, tandis que dans la vapeur d'iode il serait 11 fois plus grand.

Rutherford donne les résultats suivants pour les nombres relatifs d'ions produits lorsque les rayons α de l'uranium sont entièrement absorbés par différents gaz :

Gaz.	Nombre d'ions.	
Air.....	100	100
Hydrogène.....	95	90
Oxygène.....	106	108
CO_2	96	101
H Cl.....	102	130
AzH_3	101	70

Ces résultats donnent à penser que le nombre d'ions produits lorsque les rayons α sont absorbés est à peu près le même dans tous les gaz. Laby a fait récemment, au Cavendish Laboratory, des expériences sur ce point et a trouvé que, bien qu'il y ait des différences évidentes entre les nombres d'ions produits dans différents gaz,

les valeurs de ces différences sont beaucoup plus faibles qu'elles ne le seraient si l'ionisation était proportionnelle à la densité. En général, les différences sont faibles. La Table suivante donne les résultats obtenus par Laby.

TABLE II.

Gaz.	Densité ρ .	Formule.	Pouvoir absorbant donné par Bragg et Kleeman.		Ionisation totale	
			Donné par l'expé- rience.	Calculé par la loi de $\sqrt{\quad}$.	I. trouvée.	calculée dans l'hypothèse que I est proportionnel à ρ .
Air (étalon).....	1,00		1,00	1,00	1,00	1,00
Protoxyde d'azote..	1,52	N ² O	1,46	1,52	0,97	1,04
Acide carbonique...	1,53	CO ²	1,47	1,51	1,03	1,05
Acétylène.....	0,97	C ² H ²	1,11	1,17	1,27	0,87
Pentane.....	2,50	C ⁵ H ¹²	3,59	3,86	1,34	0,71
Chlorure d'éthyle...	2,22	C ² H ⁵ Cl	2,36	2,31	1,18	0,94
Bromure de méthyle.	3,31 (calc.)	CH ³ Br	2,09	2,03	1,02	1,58
Éther éthylique....	2,67	(C ² H ⁵) ² O	3,40	3,67	1,29	0,78
Ammoniaque.....	0,59	NH ³	...	0,89	0,90	0,66
Aldéhyde.....	1,53 (calc.)	CH ³ CHO	1,88	1,96	1,05	0,82

Si les variations du nombre total d'ions produits sont faibles, la valeur de l'ionisation par unité de longueur de la trajectoire doit être inversement proportionnelle à la longueur de cette dernière, c'est-à-dire, l'ionisation par unité de longueur de la trajectoire doit être proportionnelle à la somme des racines carrées des poids atomiques des atomes constituant la molécule.

La troisième colonne de la Table I, page 368, donne l'ionisation concordant avec cette loi. Si nous comparons les résultats obtenus avec cette loi, que nous appellerons *loi de la racine carrée*, avec ceux donnés par la loi d'après laquelle l'ionisation par unité de longueur de la trajectoire est proportionnelle à la densité du gaz, nous voyons que la loi de la racine carrée a l'avantage de mettre l'hydrogène à côté des autres gaz, tandis qu'il est à part avec la loi de la densité.

Les résultats de Laby montrent que la loi de la densité ne peut être admise et que pour un nombre considérable de gaz la loi de la racine carrée est exacte. Cette dernière loi cependant n'est pas applicable aux gaz pour lesquels l'ionisation totale diffère sensiblement de ce qu'elle est dans l'hydrogène; si l'ionisation totale y est plus grande l'ionisation par unité de longueur dépassera celle donnée par

la loi de la racine carrée, alors que si, au contraire, elle est plus faible que dans l'hydrogène, cette loi donnera des valeurs supérieures pour l'ionisation par unité de longueur.

L'ionisation produite par une particule α semble dépendre de sa charge; comme Rutherford l'a montré, une particule cesse d'ioniser à un moment où elle possède encore une énergie cinétique bien supérieure à celle nécessaire à un ion gazeux positif pour ioniser par collision. L'explication la plus naturelle de ce fait semble être la suivante: la particule α cesse d'ioniser lorsque sa charge est neutralisée par un corpuscule. Le système ne crée plus alors autour de lui un champ électrique extérieur. Si l'ionisation est due à ce dernier, nous pouvons supposer que, lorsqu'un atome se rapproche assez d'une particule α pour que la force qui en vient et qui agit sur lui dépasse une certaine valeur F , il y a arrachement d'un corpuscule et par suite ionisation. La force due à une particule α en un point situé à une distance r est égale à $\frac{e}{r^2}$; tout atome qui viendra donc à une distance de la particule inférieure à d sera ionisé si $\frac{e}{d^2} = F$.

Si N est le nombre d'atomes par unité de volume, le nombre d'atomes ionisés par la particule sur l'unité de longueur de la trajectoire sera $N\pi d^2$ ou $\frac{\pi N e}{F}$. Si la loi de la racine carrée est exacte, la force électrique nécessaire pour expulser un corpuscule d'un atome sera par suite inversement proportionnelle à la racine carrée du poids atomique.

186. Nous allons maintenant rechercher dans quelles conditions une particule α , qui constitue probablement un atome d'hélium, peut traverser 7^{cm} d'air à la pression atmosphérique et avoir sa vitesse réduite de $2,6 \times 10^9$ à 2×10^9 cm : sec. Nous utiliserons les méthodes développées par Maxwell dans le Mémoire *Théorie dynamique des gaz* (*Collected Papers*, Vol. II, p. 36), supposant que les particules α et les atomes du gaz à travers lequel elles passent exercent les uns sur les autres des forces fonction de la distance.

187. Les particules α se meuvent si rapidement, que l'on peut considérer les autres particules comme en repos par rapport à elles. Supposons que la force qui s'exerce entre une particule α et une particule de matière soit, lorsque leur distance est r , $\frac{K}{r^n}$, si V est la vitesse de la particule α ; M_1 , M_2 leurs masses respectives; nous avons, si δV est l'accroissement de V produit par une collision entre elles, 29

l'angle dont est déviée leur vitesse relative après le choc,

$$\delta V = - \frac{2 M_2}{M_1 + M_2} V \sin^2 \theta$$

(voir MAXWELL, *Théorie dynamique des gaz*, *Collected Papers*, Vol. II, p. 36). θ est donné par l'équation

$$\frac{\pi}{2} - \theta = \int_0^{\alpha x'} \frac{dx}{\left[1 - x^2 - \frac{2}{n-1} \left(\frac{x}{\alpha} \right)^{n-1} \right]^{\frac{1}{2}}},$$

où

$$\alpha = b \left[\frac{V^2 M_1 M_2}{K(M_1 + M_2)} \right]^{\frac{1}{n-1}}$$

et x' une racine de l'équation

$$1 - x^2 - \frac{2}{n-1} \left(\frac{x}{\alpha} \right)^{n-1} = 0.$$

b étant la distance comptée suivant la perpendiculaire abaissée de la molécule sur la direction du mouvement de la particule avant la collision, θ est ainsi une fonction de α et de n . Si la particule α parcourt une distance Δx , le nombre de molécules avec lesquelles elle entrera en collision le long de ce parcours correspondant à des valeurs de b comprises entre b et $b + \delta b$ sera $2 \pi b \delta b N \Delta x$, N étant le nombre de molécules par unité de volume. Si les effets de ces collisions s'ajoutent, ce qui est le cas en première approximation lorsque δV est faible pour chacune d'elles, ΔV , accroissement subi par V lorsque la particule α parcourt un espace Δx , sera donné par l'équation

$$\begin{aligned} \Delta V &= - \frac{4 \pi M_2}{M_1 + M_2} V N \Delta x \int_0^\infty \sin^2 \theta b db \\ &= - \frac{4 \pi M_2}{M_1 + M_2} \left[\frac{K(M_1 + M_2)}{V^2 M_1 M_2} \right]^{\frac{2}{n-1}} N V \Delta x \int_0^\infty \sin^2 \theta \alpha dx. \end{aligned}$$

Or θ sera fonction de n et de α seuls. Par suite, $\int_0^\infty 4 \pi \sin^2 \theta \alpha dx$ sera fonction de n seul et ne contiendra pas V , M_1 ou M_2 . Si nous le désignons par A_1 ,

$$\frac{dV}{dx} = - \frac{M_2}{M_1 + M_2} \left[\frac{K(M_1 + M_2)}{M_1 M_2} \right]^{\frac{2}{n-1}} N A_1 V^{\frac{n-5}{n-1}}.$$

Si la loi de force est celle admise par Maxwell, c'est-à-dire force inversement proportionnelle à la cinquième puissance de la distance $n = 5$, et par suite $\frac{dV}{dx}$ est indépendant de la vitesse.

Si cette loi était exacte, le pouvoir de pénétration des particules α serait, à moins toutefois que leur constitution ne soit très différente de celle des atomes ordinaires, beaucoup plus faible que la valeur observée.

Nous pouvons calculer ainsi le pouvoir pénétrant de l'hélium se mouvant à travers l'air. Si D est le coefficient de diffusion de l'hélium dans l'air (voir MAXWELL, *Théorie dynamique des gaz*)

$$D = \frac{p_1}{\rho_1} \frac{p_2}{\rho_2 A_1 \left[\frac{K}{M_1 M_2 (M_1 + M_2)} \right]^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{p},$$

p_1, r_1, p_2, r_2 étant les pressions partielles et les densités respectives de l'hélium et de l'air, et $p = p_1 + p_2$. Dans notre cas, le nombre des particules α est faible devant celui des molécules $p = p_2$.

Comparant cette expression à $\frac{dV}{dx}$, nous voyons que

$$\frac{dV}{dx} = - \frac{1}{D} \frac{p_1}{\rho_1} = - \frac{10^{10}}{2D}$$

approximativement, D étant la valeur à 0° C. N'ayant pas de détermination directe de D , nous pouvons le supposer approximativement égal à celui de l'hydrogène dans l'air, c'est-à-dire à environ 0,6, par suite $dV = 10^{10}$.

Les expériences de Rutherford montrent que la vitesse d'une particule α tombe de $2,6 \times 10^9$ à 2×10^9 cm : sec après un parcours de 7^{cm} ; par suite, pour une particule α , $\frac{dV}{dr}$ sera de l'ordre de 10^8 , soit seulement le centième de la valeur calculée. Ainsi, avec la loi de force citée plus haut, le pouvoir de pénétration des particules α ne devrait pas dépasser $\frac{1}{100}$ de sa valeur réelle. Si n est inférieur à 5, le pouvoir de pénétration croît rapidement avec la vitesse, et une valeur de n comprise entre 3 et 4 donne un pouvoir pénétrant d'accord avec les observations. La variation de la viscosité avec la température montre que pour des molécules de même espèce n doit être supérieur à 5; mais le cas des particules α diffère matériellement de celui que l'on considère dans la théorie cinétique, puisque les particules α sont chargées électriquement, ce qui influe sur les forces agissant entre elles et les molécules du gaz qu'elles traversent. Il faut remarquer que $\frac{1}{D}$, qui est proportionnel à $\frac{dV}{dx}$, est pour beaucoup de gaz pris deux à deux approximativement proportionnel au produit des racines carrées

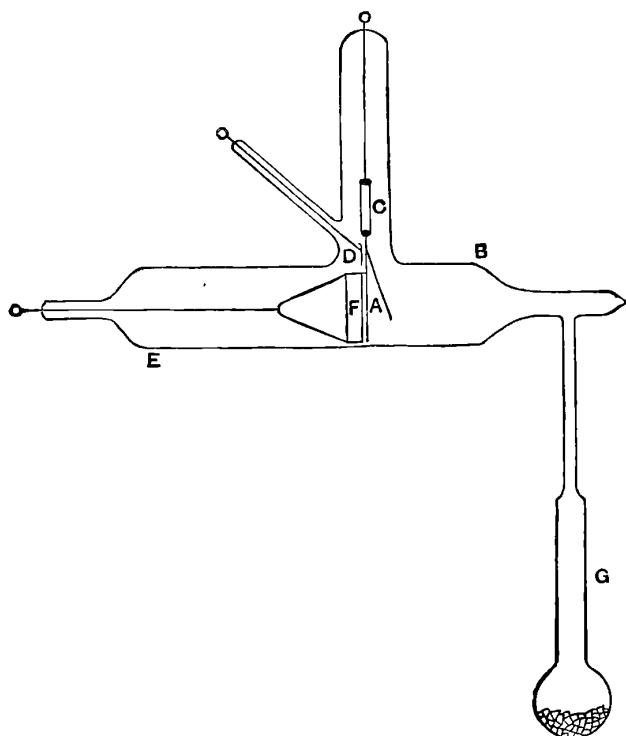
de leurs poids atomiques, résultat analogue à la loi de la racine carrée donnée par Bragg et Kleeman.

Mise en évidence de l'électrisation positive des rayons α et de l'émission par les substances radioactives de particules électrisées négativement et animées de vitesses faibles.

188. La mise en évidence et la mesure de la charge positive transportée par les rayons α sont compliquées par le fait que les substances radioactives émettent en grande quantité des particules négatives de faible vitesse. La méthode que j'ai employée pour les mettre en évidence ainsi que la charge des particules α est la suivante (1) :

Un électroscope à feuilles d'or A (fig. 96) était placé dans un

Fig. 96.



large récipient de verre recouvert d'une feuille d'étain, reliée à la terre; les feuilles de l'électroscope étaient supportées par une baguette

(1) J.-J. THOMSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XIII, 1901, p. 49.

de quartz fondu et chargées par le fil D. Un disque de polonium (obtenu par Sthamer) était placé dans le tubé latéral D, à une distance égale à 1^{mm} environ de l'électroscope.

On poussait très loin le vide dans le tube par la méthode de Dewar, en refroidissant du charbon de bois dans l'air liquide. Le vase était disposé entre les pôles d'un puissant électro-aimant donnant, lorsqu'on l'excitait, un champ de 12 000 unités environ entre le disque de polonium et l'électroscope. En l'absence de champ magnétique, la déperdition était grande quand l'électroscope était chargé positivement, plus grande que quand il avait une charge négative.

Si le polonium avait émis seulement des rayons α , la déperdition aurait été plus grande avec l'électroscope chargé négativement. La forte déperdition positive est due aux corpuscules peu mobiles émis par le polonium; ils se meuvent très lentement, leur vitesse correspondant à une chute à travers une différence de potentiel de l'ordre de 2 ou 3 volts, alors que les particules β ont des vitesses correspondant à une chute de plusieurs milliers de volts. Par suite de leur faible vitesse, ces corpuscules sont arrêtés par une mince couche d'air, si bien que, pour les déceler, il est nécessaire d'avoir un vide très avancé. J'ai trouvé que le radium et l'uranium ainsi que le polonium émettent de telles particules, et Miss Slater a montré qu'il en est de même pour le thorium et l'émanation du radium. L'émission de ces corpuscules laisse les particules de l'émanation chargées positivement et explique ainsi la tendance que possède celle-ci à se condenser sur les corps électrisés négativement.

Ainsi, les corpuscules animés de faibles vitesses peuvent être arrêtés par un champ magnétique intense, et, quand ce dernier agit, on peut mettre en évidence la charge positive des particules α ; en effet, lorsque agit un champ intense, on trouve que la décharge de l'électroscope (*fig.* 96) est nulle lorsqu'il est chargé positivement et tout à fait appréciable quand il est chargé négativement, ce qui montre que les particules α émises par le polonium transportent une charge positive. Rutherford (1) a également mis en évidence, par une méthode analogue, la charge positive des particules α .

· 189. *Absorption des rayons cathodiques.* — Si l'on interpose une couche d'une substance sur un faisceau de corpuscules, la partie qui a traversé la couche diffère à deux points de vue du faisceau incident. Tout d'abord, le nombre de corpuscules dans le premier est inférieur

(1) RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. X, 1905, p. 193.

au nombre de ceux qui se trouvent dans le second; en second lieu, l'énergie de chaque particule prise isolément est diminuée par son passage à travers la substance. Le flux émergent est aussi plus diffus que le flux incident. Il est nécessaire de distinguer ces effets, car, dans certaines expériences, c'est plutôt la diminution du nombre de corpuscules qu'on mesure; dans d'autres, au contraire, c'est leur diminution d'énergie, alors que dans d'autres cas, enfin, les effets observés dépendent à la fois du nombre des particules et de leur énergie. Un exemple du premier cas est fourni par les expériences de Seitz, dans lesquelles on mesure la charge transportée par les rayons ayant traversé la plaque. Cette charge dépend seulement du nombre de corpuscules; un exemple du second cas est donné par les expériences de Leithauser, qui mesurait la déviation magnétique des rayons après leur passage à travers la plaque. Le troisième cas correspond aux expériences de Lenard et Rutherford, dans lesquelles on mesurait l'effet produit par l'interposition de la couche en mesurant la phosphorescence ou l'ionisation produite par les rayons. La diminution du nombre des corpuscules est due à leur déviation sous l'action des forces exercées sur eux par les atomes au travers desquels ils passent. Si un corpuscule passe très près d'un autre corpuscule situé à l'intérieur d'un atome, la trajectoire du corpuscule est déviée. Si elle est déviée de plus d'un angle droit, il retourne en arrière et ne sort pas de la plaque.

Au lieu de se produire après une seule collision, le renversement peut avoir lieu par accumulation des effets dus à plusieurs collisions.

Calcul du coefficient d'absorption des particules cathodiques.

Si nous supposons l'atome constitué par un certain nombre de corpuscules distribués dans un milieu chargé positivement, nous pouvons trouver une expression de l'absorption en examinant le cas de corpuscules traversant une couche renfermant un grand nombre de tels atomes. Le corpuscule animé d'un mouvement rapide pénètre dans l'atome et est dévié s'il s'approche d'un corpuscule intra-atomique, par suite de la répulsion qui s'exerce entre eux. Cette déviation produit une absorption des particules cathodiques. Si le corpuscule dans l'atome est retenu fixé par les forces qui agissent sur lui, le corpuscule qui le frappe conservera après le choc la même vitesse qu'avant, quoique la direction de son mouvement soit changée. Si le corpuscule atomique A n'est pas fixé, le corpuscule B qui le heurte lui communique une partie de son énergie,

et voit son énergie diminuée après le choc. Sans résoudre le problème très compliqué qui se présente si nous voulons tenir compte des forces exercées par les autres corpuscules, nous pouvons nous faire une idée des effets produits par de telles liaisons en examinant celui que produit un accroissement de la masse de A. L'effet général d'une grande liaison correspond à une masse de A très grande, tandis que l'absence de liaisons correspond à une masse de A égale à celle de B.

Soient M_1, M_2 , les masses respectives des corpuscules A et B. Nous supposons les vitesses des corpuscules qui entrent en collision assez grandes pour pouvoir regarder comme en repos par rapport à eux les corpuscules dans l'atome. Soient V la vitesse de B avant le choc, b la perpendiculaire abaissée de A sur V. Si 2θ est l'angle dont est déviée la vitesse relative par suite du choc, nous pouvons voir aisément que, si nous prenons la force agissant entre les corpuscules comme égale à $\frac{e^2}{r^2}$,

$$\sin^2\theta = \frac{1}{1 + \frac{b^2 V^4}{e^4} \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)^2}.$$

Si u et u' sont les vitesses de B parallèlement à x avant et après la collision,

$$u' - u = - \frac{M_1 u}{M_1 + M_2} 2 \sin^2\theta + \frac{M_1}{M_1 + M_2} \sin 2\theta \cos\Phi \sqrt{V^2 - u^2}$$

(voir MAXWELL, *Théorie dynamique des gaz*, p. 36), φ étant l'angle du plan contenant b et V avec celui qui contient V et x .

Prenant la moyenne, le terme renfermant $\cos\varphi$ disparaît, et nous avons

$$u' - u = - 2 \frac{M_1 u}{M_1 + M_2} \frac{1}{1 + \frac{b^2 V^4}{e^4} \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)^2}.$$

Si N est le nombre de corpuscules intra-atomiques par unité de volume, le nombre de collisions subies par un corpuscule traversant un espace Δx et pour lequel b est compris entre b et $b + db$ sera

$$N \Delta x 2 \pi b db.$$

Par suite, si Δu est la variation de vitesse subie par le corpuscule B parcourant Δx ,

$$(1) \quad \Delta(u) = - 2 u N \Delta x \frac{M_1}{M_1 + M_2} \int_0^{b_1} \frac{2 \pi b db}{1 + \frac{b^2 V^4}{e^4} \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)^2}.$$

b est déterminé par la condition que les expressions s'appliquent

seulement lorsque le corpuscule B heurte le corpuscule A; la plus courte distance entre A et B est donc beaucoup plus petite que a , distance entre deux corpuscules de l'atome.

Si r est la plus petite distance entre le corpuscule fixe et le corpuscule mobile, nous voyons facilement que

$$1 - \frac{b^2}{r^2} = \frac{2e^2}{V^2 r} \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2}.$$

Ainsi, faisant $r = a$, nous voyons que b_1 est de l'ordre de

$$a \left[1 - \frac{2e^2 M_1 + M_2}{V^2 a M_1 M_2} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Intégrant l'équation (1), nous avons

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx}(u) &= -u 2\pi N \frac{M_1}{M_1 + M_2} \frac{e^2 (M_1 + M_2)^2}{V^4 (M_1 M_2)^2} \\ &\times \log \left[1 + \frac{b_1^2 V^4}{e^4} \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 \right]; \end{aligned}$$

le terme logarithmique variant peu, nous pouvons prendre pour b_1 une quantité du même ordre de grandeur sans affecter beaucoup le résultat. Faisant

$$b_1 = a \left(1 - \frac{2e^2}{V^2 a} \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \right)^{\frac{1}{2}},$$

nous avons

$$\frac{d}{dx}(u) = -u \frac{4\pi N e^4 (M_1 + M_2)}{V^4 M_1 M_2^2} \log \left[\frac{\alpha V^2 M_1 M_2}{e^2 (M_1 + M_2)} - 1 \right].$$

Négligeant la perte d'énergie cinétique subie par les corpuscules, le nombre de ceux qui traversent l'unité d'aire dans l'unité de temps varie comme $e^{-\lambda x}$ où

$$(2) \quad \lambda = \frac{4\pi N e^4}{V^4} \frac{(M_1 + M_2)}{M_1 M_2^2} \log \left(\frac{\alpha V^2}{e^2} \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} - 1 \right).$$

λ est le coefficient d'absorption mesuré dans les expériences analogues à celles de Seitz et Becker, où on mesure la charge transportée par les corpuscules à travers des feuilles métalliques de différentes épaisseurs. Cette expression s'applique seulement au cas où la vitesse du corpuscule est assez grande pour lui permettre de pénétrer à l'intérieur de l'atome et de se rapprocher des corpuscules intratomiques. Si sa vitesse est faible, il retourne en arrière presque aussitôt après avoir pénétré dans l'atome. Dans ce cas, les collisions ont lieu entre corpuscules et atomes, et non entre les corpuscules en mouvement et les corpuscules individuels qui les constituent. La valeur de λ est, dans ce cas, égale à $\frac{2}{3} l$, l étant le libre parcours moyen

d'un très petit corps se mouvant à travers les atomes de la substance absorbante. Si cette dernière est un gaz dont le libre parcours moyen des molécules est l_1 , $l = 4\sqrt{2}l_1$.

190. Considérons maintenant l'effet produit sur l'énergie des corpuscules par leurs collisions. Employant les notations du paragraphe précédent, nous voyons facilement que, si T est l'énergie cinétique d'un corpuscule avant la collision, δT l'accroissement d'énergie qui provient de cette dernière; on a en moyenne

$$\delta T = - \frac{4 M_1 M_2 T}{(M_1 + M_2)^2} \sin^2 \theta,$$

et par suite, si ΔT est la variation moyenne de T lorsque le corpuscule parcourt une distance Δx ,

$$\begin{aligned} \Delta T &= - \frac{4 M_1 M_2 T}{(M_1 + M_2)^2} \frac{\pi N e^4 (M_1 + M_2)^2}{V^2 M_1^2 M_2^2} \log \left[1 + \frac{b_1^2 V^4}{e^4} \left(\frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 \right] \Delta x \\ &= - \frac{2 \pi N e^4 M^2}{M_1 T} \log \left(\frac{\alpha V^2}{e^2} \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} - 1 \right) \Delta x \end{aligned}$$

ou

$$(3) \quad \frac{dT}{dx} = - 2 \pi \frac{N e^4 M_2}{M_1 T} \log \left(\frac{2 \alpha T}{e^2} \frac{M_1}{M_1 + M_2} - 1 \right) = - \frac{\beta}{T}.$$

Ainsi T , au lieu de diminuer conformément à la loi exponentielle, est donné par une équation de la forme

$$T_x^2 = T_0^2 - 2 \beta x,$$

en négligeant les variations du terme exponentiel qui se trouve dans β . On obtient cette relation en supposant les vitesses des corpuscules suffisamment grandes pour les entraîner à l'intérieur de l'atome; pour des vitesses faibles, nous pouvons facilement voir que

$$\frac{dT}{dx} = - \frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} T \frac{2}{3l},$$

l étant la quantité définie page 378 et M_1 la masse d'une molécule du gaz. Si M_2 est faible devant M_1 , nous pouvons mettre cette équation sous la forme

$$\frac{dT}{dx} = - \frac{8}{3} \frac{M_2}{M_1} \frac{T}{l}.$$

T varie ainsi comme $e^{-\mu x}$, μ étant donné par

$$\mu = \frac{8}{3} \frac{M_2}{M_1 l}.$$

191. Il y a ainsi des différences très marquées entre les effets produits par un milieu absorbant sur l'absorption due à la diffusion et sur l'absorption d'énergie. La première suit la loi exponentielle, la seconde

non. De plus, le coefficient λ , qui mesure l'absorption par diffusion ne varie pas à beaucoup près aussi rapidement avec M_1 , masse effective du corpuscule avec lequel le rayon cathodique entre en collision, que β , quantité qui mesure l'absorption d'énergie cinétique du rayon; le second est inversement proportionnel à M_1 , tandis que le premier diminue seulement de moitié lorsque M_1 croît de M_2 à l'infini.

Nous devons nous attendre à ce que l'absorption de l'énergie cinétique dépende beaucoup plus de la structure de l'atome du milieu absorbant que l'absorption due à la diffusion.

192. Nous pouvons exprimer la valeur de λ en fonction de P, nombre de corpuscules existant dans un atome de la substance absorbante; si δ représente la densité de cette dernière, m la masse d'un atome, $P\delta = N m$, et l'équation (2) donne

$$\lambda = \frac{4\pi\delta P}{mV^4} \frac{e^4}{M_2^2} \frac{M_1 + M_2}{M_1} \log \left(\frac{\alpha V^2}{e^2} \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} - 1 \right);$$

supposant

$$\frac{e}{M_2} = 1,7 \times 10^7 V_0, \quad e = 3,5 \times 10^{10} \quad \text{et} \quad \frac{e}{m} = \frac{10^4 V_0}{\omega},$$

V_0 étant la vitesse de la lumière et ω le poids atomique de la substance absorbante, il vient

$$\frac{\lambda}{\delta} = \frac{4\pi P}{\omega} \frac{V_0^3}{V^4} 10,5 \times 10^8 \frac{M_1 + M_2}{M_1} \log \left(\frac{\alpha V^2}{e^2} \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} - 1 \right).$$

Nous avons ce qu'il faut pour déterminer $\frac{\lambda}{\delta}$. Rutherford a déterminé la diminution de l'ionisation due aux rayons β de l'uranium, dont la vitesse est beaucoup plus uniforme que celle de ceux du radium, lorsqu'ils traversent des substances diverses.

En supposant que la loi exponentielle $e^{-\lambda_1 r}$ est vraie, on trouve les valeurs suivantes de $\frac{\lambda'}{\delta}$:

Substance.	λ' .	δ .	$\frac{\lambda'}{\delta}$.
Verre.....	14	2,45	5,7
Mica.....	14,2	2,78	5,1
Ébonite.....	6,5	1,14	5,7
Bois.....	2,16	0,40	5,4
Carton.....	3,7	0,70	5,3
Fer.....	44	7,8	5,6
Aluminium....	14	2,6	5,4
Cuivre.....	60	8,6	7
Argent.....	75	10,5	7,1
Plomb.....	122	11,5	10,8
Étain.....	96	7,3	13,2

La valeur de λ_1 n'est pas nécessairement la même que celle de λ ,

puisque l'ionisation dans le vase est influencée aussi bien par la diminution de l'énergie cinétique que par celle du nombre des corpuscules. La diminution d'énergie cinétique, si elle n'est pas accompagnée par une diminution du nombre de ces derniers, produit un accroissement d'ionisation; l'équation (3), en effet, nous a montré que l'énergie communiquée par les rayons cathodiques aux atomes à travers lesquels ils passent croît lorsque leur énergie diminue; λ_1 est donc inférieur à λ bien que du même ordre de grandeur.

Bequerel trouva que la vitesse des rayons β de l'uranium était
 $1,6 \times 10^{10}$ cm : sec.

Substituant cette valeur de V dans l'équation (2), nous trouvons, si M_1 est grand devant M_2 ,

$$\frac{\lambda}{\delta} = \frac{7P}{\omega} \log \left(\frac{\alpha V^2}{e^2} \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} - 1 \right).$$

Comparant ceci avec les valeurs données plus haut pour les rayons de l'uranium et nous souvenant que le terme logarithmique n'est pas très grand, nous voyons que P ne diffère pas beaucoup de ω , résultat que nous avons obtenu par différentes considérations (voir p. 327), c'est-à-dire que le nombre de corpuscules dans un atome est une quantité du même ordre que le poids atomique.

193. L'expression de λ est inversement proportionnelle à la quatrième puissance de la vitesse et diminue ainsi très rapidement lorsque cette dernière croît; le pouvoir pénétrant des rayons croît donc très rapidement avec la vitesse. Ce résultat est entièrement confirmé par l'expérience, comme le montrent les résultats suivants donnés par Lenard (1) :

Vitesse du corpuscule exprimée comme si elle était due à une chute de potentiel, en volts.	Vitesse du corpuscule exprimée comme une fraction de la vitesse de la lumière.	λ pour les gaz suivants à la pression de 1 ^{mm} de mercure.			
		Hydrogène.	Air.	Argon.	A. carbonique.
6	$\frac{1}{270}$	44	30	28	34
30	$\frac{1}{120}$	14,6	27	26	32
100	$\frac{1}{70}$	6,01	21	20	28
1000	$\frac{1}{20}$	1,2	3,9	4,2	7
40000	$\frac{1}{10}$	0,19	0,85	1,3	2
30000 (?)	$\frac{1}{3}$ (?)	0,00062	0,005		0,0067
	1	0,000006	0,000009	0,00001	0,00001

(1) LENARD, *Annalen der Physik*, t. XII, 1903, p. 730.

On peut voir que, pour des corpuscules animés de vitesses très grandes, l'absorption diminue très rapidement lorsque la vitesse croît, tandis que pour des corpuscules lents elle varie peu avec elle. Ceci concorde avec les considérations données plus haut, et montre que les corpuscules lents sont incapables de pénétrer dans l'atome.

Il est remarquable que l'hydrogène, pour lequel l'absorption des rayons rapides est moindre que pour les autres gaz, présente la plus grande absorption pour les rayons plus lents.

L'absorption de l'hydrogène pour les rayons les plus lents est plus grande que nous aurions pu le supposer; le libre parcours moyen d'une molécule d'hydrogène se mouvant dans l'hydrogène à la pression de 1^{mm} de mercure est égal à

$$760 \times 2 \times 10^{-5} \text{ cm};$$

par suite, l , libre parcours moyen d'un corpuscule, animé de la plus faible vitesse indiquée dans la Table, vitesse cependant bien inférieure la vitesse moyenne d'une molécule d'hydrogène, est égal à

$$4\sqrt{2} \times 760 \times 10^{-5} \text{ cm} \quad \text{ou} \quad 4,2 \times 10^2.$$

Nous avons vu que la valeur de λ , pour les corpuscules lents est $\frac{2}{3} l$, c'est-à-dire 16 environ. La valeur donnée par Lenard est 44. Les valeurs de $\frac{2}{3} l$ pour l'air, l'argon et l'acide carbonique sont respectivement 32, 31, 46.

L'absorption des rayons par l'air, l'argon et l'acide carbonique est à peu près celle que nous pouvions attendre, en supposant que la charge du corpuscule n'a pas d'influence sur son libre parcours moyen. L'absorption due à l'hydrogène est beaucoup plus considérable que celle que l'on obtient dans cette hypothèse, ce qui donne à penser que la force qui s'exerce entre la molécule d'hydrogène et la charge d'un corpuscule est suffisante pour rendre le libre parcours du corpuscule chargé considérablement plus court que s'il était neutre. Nous verrons que l'absorption due à l'hydrogène est anormale avec les corpuscules animés de grandes vitesses aussi bien qu'avec ceux qui se meuvent lentement.

Seitz⁽¹⁾ a fait des séries de déterminations du nombre de corpuscules qui traversent de minces feuilles de métal avec des corpuscules animés de vitesses différentes; ces résultats, qui ne semblent pas avoir été corrigés de la réflexion des corpuscules à la surface de la feuille, indiquent un coefficient d'absorption variant en raison inverse

(1) SEITZ, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 860.

de $aV^6 - bV^4$, V étant la vitesse initiale du corpuscule et a et b des constantes.

*Relation entre le coefficient d'absorption et la densité
d'une substance absorbante.*

194. Pour les corpuscules qui se meuvent rapidement, le coefficient d'absorption est grossièrement proportionnel à la densité. Ceci a été montré pour la première fois par Lenard (1) pour les rayons cathodiques rapides sortant d'un tube à décharge à travers une mince fenêtre d'aluminium; les rayons avaient des vitesses correspondant à celles que donnerait la charge d'un corpuscule subissant une chute de potentiel de 30000 volts environ. Lenard estimait l'intensité des rayons par la luminosité qu'ils produisaient sur un écran phosphorescent. Le coefficient d'absorption était ainsi mesuré comme correspondant à la variation d'énergie transportée par les rayons à travers l'unité d'aire dans l'unité de temps, et non simplement par la variation du nombre de corpuscules qui traversent l'unité d'aire.

Les résultats de Lenard sont donnés dans la Table suivante. λ est le coefficient d'absorption et d la densité de la substance absorbante.

Substance.	λ cm ⁻¹ .	$d \frac{\text{gr}}{\text{cm}^3}$.	$\frac{\lambda}{d}$.
Hydrogène à 3 ^{mm} de pression.....	0,00149	$3,6 \times 10^{-7}$	4040
Air à 78 ^{mm} de pression.....	0,00416	$1,2 \times 10^{-6}$	3330
Hydrogène à 760 ^{mm} de pression....	0,476	$8,5 \times 10^{-5}$	5610
Air »	3,42	$1,2 \times 10^{-3}$	2780
SO ² »	8,51	$2,7 \times 10^{-3}$	3110
Collodion.....	3310	1,1	3010
Papier.....	2690	1,3	2070
Verre.....	7810	2,47	3160
Aluminium.....	7150	2,70	2650
Mica.....	7250	2,80	2590
Métal hollandais.....	23800	8,90	2670
Argent.....	32200	10,50	3070
Or.....	55600	19,3	2880

Quoique la densité de la substance la plus légère soit environ $\frac{1}{5000000}$ de celle de la plus lourde, les valeurs de $\frac{\lambda}{d}$ se répartissent seulement de 2070 à 5610. L'hydrogène manifeste une absorption anormalement

(1) LENARD, *Wied. Ann.*, t. LVI, 1895, p. 255.

grande; si nous laissons de côté ce gaz, les valeurs de $\frac{\lambda}{d}$ se répartissent seulement de 2070 à 3330. Ainsi, $\frac{\lambda}{d}$ varie très peu. Les différences que l'on observe entre les valeurs de cette expression pour différentes substances semblent cependant être réelles et demanderaient de plus amples recherches, en raison de la lumière qu'elles pourraient apporter sur la structure de l'atome.

Substance.	λ cm ⁻¹ .	d .	$\frac{\lambda}{d}$.
Platine	157,6	21,5	7,34
Plomb.....	62,5	11,4	5,48
Argent.....	65,7	10,6	6,20
Cuivre.....	49,2	8,95	5,50
Fer.....	52,2	7,76	6,74
Étain.....	51,2	7,3	7,01
Zinc.....	40,3	7,2	5,58
Mica.....	10,8	2,74	3,94
Verre.....	12,5	2,73	4,58
Aluminium.....	11,6	2,7	4,30
Celluloïd.....	5,45	1,36	4,01
Ébonite.....	4,77	1,14	4,18
Carton.....	3,84	1,0	3,84
Acide sulfureux....	0,0413	0,0078	5,45

Strutt (1) a mesuré le coefficient d'absorption dans le cas des corpuscules beaucoup plus rapides émis par le radium, en déterminant l'intensité du courant de corpuscules par l'ionisation qu'ils produisent. Ce coefficient est semblable à celui que Lenard mesurait par la diminution de l'énergie transportée par eux. Les corpuscules émis par le radium sont projetés avec des vitesses différentes. L'intensité ne peut donc pas être représentée par un terme exponentiel, et les coefficients d'absorption déterminés dépendent, dans une certaine mesure, de l'épaisseur de la couche absorbante. La Table précédente donne les résultats de Strutt.

Les valeurs de $\frac{\lambda}{d}$ pour le platine, l'étain, le fer sont anormalement élevées. Ceci est confirmé par les résultats donnés page 379, et relatifs aux corpuscules émis par l'uranium et par ceux tout récents obtenus par Godlewski avec les corpuscules de l'actinium.

L'intensité des rayons était mesurée par l'ionisation qu'ils produisent. Le coefficient d'absorption était donc ainsi analogue à celui obtenu par Lenard et Strutt.

(1) Hon. R.-J. STRUTT, *Nature*, t. LXI, 1900, p. 539.

La Table suivante contient les résultats de Godlewski (1) relatifs aux rayons de l'actinium à côté de ceux obtenus par Rutherford pour les rayons de l'uranium et par Strutt pour les rayons du radium :

Substance.	Actinium.		Uranium.		Radium.	
	λ .	$\frac{\lambda}{d}$.	λ .	$\frac{\lambda}{d}$.	λ .	$\frac{\lambda}{d}$.
Aluminium.....	32,7	12,9	14,0	5,4	11,6	4,30
Mica.....	33,0	12,0	17,2	5,1	10,8	3,90
Laiton.....	108	13,1
Cuivre.....	139	15,9	60	7,0	49,2	5,50
Étain.....	154	15,7	51,2	7,01
Plomb.....	163	14,1	122	10,8	62,5	5,48

Les variations de $\frac{\lambda}{d}$ sont plus petites pour les rayons de l'actinium que pour ceux de l'uranium ou du radium, et indiquent que l'absorption due à des substances différentes dépend de la vitesse des rayons.

Crowther a récemment mesuré, au Cavendish Laboratory, les valeurs de $\frac{\lambda}{D}$ pour un nombre considérable de corps simples, en employant les rayons β de l'uranium. Les résultats sont donnés

Fig. 97.

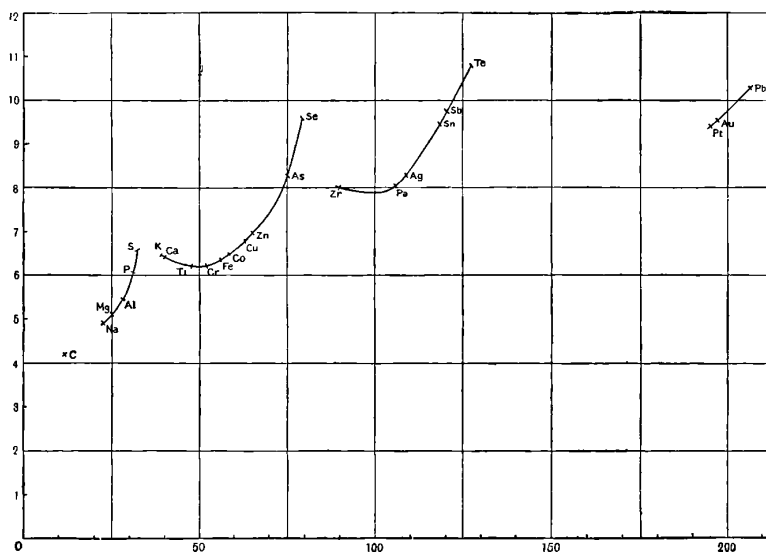


figure 97; les corps simples sont rangés en groupes suivant la loi

(1) GODLEWSKI, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. X, 1905, p. 375.

périodique. Il faut noter que les valeurs de $\frac{\lambda}{D}$ pour les éléments compris dans des groupes différents montrent de même un accroissement avec le poids atomique. Les éléments au commencement d'un groupe ont des valeurs de $\frac{\lambda}{D}$ plus faibles que les éléments situés à la fin du groupe précédent; les valeurs dans le groupe croissent avec le poids atomique et avec une rapidité exceptionnelle à la fin du groupe.

Si nous supposons que l'absorption produite par chaque atome n'est pas affectée par la présence des atomes voisins, nous pouvons montrer que $\frac{\lambda}{D}$ est égal à $\frac{\lambda'}{m_1}$, λ' étant l'absorption due à un atome et m_1 la masse de ce dernier.

En effet, si N représente le nombre d'atomes compris dans un volume égal à 1,

$$\lambda = N\lambda' \quad \text{et} \quad D = Nm_1;$$

par suite,

$$\frac{\lambda}{D} = \frac{\lambda'}{m_1}.$$

Si nous avons un mélange ou un composé chimique de deux éléments A et B, et si λ_{AB} est la valeur de λ relative au mélange, $\left(\frac{\lambda}{D}\right)_A$, $\left(\frac{\lambda}{D}\right)_B$ les valeurs de $\frac{\lambda}{D}$ pour A et pour B lorsqu'ils sont séparés, λ'_A , λ'_B les absorptions respectives dues à un atome de A et de B, N_1 , N_2 les nombres d'atomes de A et de B dans l'unité de volume,

$$\lambda_{AB} = N_1\lambda'_A + N_2\lambda'_B = N_1 m_1 \left(\frac{\lambda}{D}\right)_A + N_2 m_2 \left(\frac{\lambda}{D}\right)_B.$$

m_1 , m_2 étant les masses des atomes de A et de B, si D est la densité du mélange,

$$D = N_1 m_1 + N_2 m_2;$$

par suite,

$$\left(\frac{\lambda}{D}\right)_{AB} = \frac{N_1 m_1 \left(\frac{\lambda}{D}\right)_A + N_2 m_2 \left(\frac{\lambda}{D}\right)_B}{N_1 m_1 + N_2 m_2} = \frac{M_1 \left(\frac{\lambda}{D}\right)_A + M_2 \left(\frac{\lambda}{D}\right)_B}{M_1 + M_2}.$$

M_1 , M_2 sont les masses respectives de A et B par unité de volume; $\frac{\lambda}{D}$ est donc une propriété additive. Ce résultat a été vérifié par Crowther; il permet de trouver les valeurs de $\left(\frac{\lambda}{D}\right)$ pour les substances qu'on ne peut obtenir à l'état libre.

Seitz (1) a mesuré la masse par unité d'aire de plaques de différentes

(1) SEITZ, *Phys. Zeitsch.*, t. V, 1904, p. 395.

substances diminuant de la même quantité la charge transportée par les rayons β du bromure de radium lorsqu'elles sont traversées par eux. La charge était reçue sur une plaque métallique reliée à un électromètre : les résultats ne sont pas exempts d'ambiguïté, la charge reçue par la plaque étant influencée par la réflexion des corpuscules sur elle; or, les rayons réfléchis n'abandonnent pas leurs charges. La proportion de rayons réfléchis dépend de la vitesse des rayons; or la loi suivant laquelle la vitesse des particules β décroît n'est pas la même que celle qui détermine leur nombre. Les charges égales données par l'électromètre n'impliquent pas nécessairement, à moins de négliger tout effet de réflexion, que la plaque reliée à lui est frappée par le même nombre de particules β . Les résultats de Seitz sont donnés dans la Table suivante :

Substance.	Masse de l'unité d'aire d'une plaque produisant la même absorption qu'une plaque d'étain de masse unité.	Substance.	Masse de l'unité d'aire d'une plaque produisant la même absorption qu'une plaque d'étain de masse unité.
Plomb.....	0,745	Gypse.....	1,57
Or.....	0,83	Papier.....	1,57
Platine.....	0,84	Mica.....	1,57
Étain.....	1	Eau.....	1,66
Argent.....	1	Paraffine.....	1,69
Métal hollandais....	1,227	Ébonite.....	1,73
Solution à 40 pour 100 de nitrate d'argent.	1,258	Carbone (coke de gaz).	1,86
Acier.....	1,29		
Soufre.....	1,34		
Aluminium.....	1,56		

Becker ⁽¹⁾ a récemment mesuré les coefficients d'absorption correspondant à la diminution du nombre de particules passant à travers l'unité d'aire dans l'unité de temps pour les rayons cathodiques produits par une bobine d'induction et ayant des vitesses correspondant à une chute de potentiel de 35 000 volts environ. Les résultats relatifs aux gaz sont donnés dans la Table suivante. λ est le coeffi-

(¹) BECKER, *Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 381.

cient d'absorption du gaz à la pression de 1^{mm} de mercure, D sa densité.

Les valeurs de $\frac{\lambda}{D}$ pour les gaz inertes monoatomiques sont nettement plus faibles que pour les autres gaz, tandis que pour l'hydrogène et les gaz qui contiennent de l'hydrogène elles sont nettement plus élevées.

Gaz.	λ .	$\frac{\lambda}{D}$.
Hélium.....	0,000292	1243
Argon.....	0,00314	1412
Oxygène.....	0,00285	1613
Air.....	0,00278	1730
CO ²	0,00423	1730
Acide sulfureux.....	0,00662	1747
Azote.....	0,00278	1781
Éthylène.....	0,00330	2117
Ammoniaque.....	0,00219	2302
Hydrogène arsenié.....	0,00230	2486
Hydrogène.....	0,000337	2990

Les valeurs de λ nous font soupçonner une autre anomalie dans la manière d'être de l'hydrogène. L'absorption des rayons étant une propriété atomique, la valeur de λ doit pour un composé donné, s'il ne se produit pas de modifications dans l'atome lorsqu'il entre en combinaison chimique, pouvoir être calculée à partir des valeurs de λ relatives aux constituants. Appliquant cette loi, nous pouvons, à partir des valeurs de λ pour l'azote et l'ammoniaque, calculer la valeur de λ qui correspond à H²; nous pouvons, également calculer cette valeur d'après les absorptions de CH⁴, C²H⁴, nous avons ainsi les valeurs suivantes de λ pour l'hydrogène :

A partir de AzH ³ et Az ²	$\lambda = 0,000\ 53$
» CH ⁴ et C ² H ⁴	$\lambda = 0,000\ 65$
» H ² lui-même.....	$\lambda = 0,000\ 33$

Il y a ainsi des discordances considérables entre les absorptions de l'hydrogène déterminées par ces différentes méthodes, et, quoique nous ne puissions pas espérer un accord très complet, puisque l'absorption due à l'hydrogène dans les composés est faible, les écarts semblent cependant dépasser ceux que nous pouvions attendre des erreurs d'expérience. En effet, les différences dans les valeurs de $\frac{\lambda}{D}$ relatives à un gaz et déterminées par des expériences faites sous des pressions variant entre des limites étendues étaient, dans les expé-

riences de Becker, plus faibles qu'on aurait pu s'y attendre si les variations de valeur de λ pour l'hydrogène dans ses différentes combinaisons avaient été dues à des erreurs d'expérience.

L'expression de la diminution du nombre de corpuscules traversant l'unité d'aire pendant l'unité de temps, donnée page 376, montre que des variations dans la valeur de $\frac{\lambda}{D}$ avec la nature de l'atome peuvent se produire de deux façons :

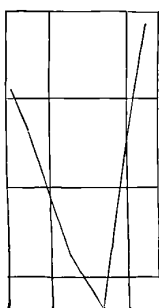
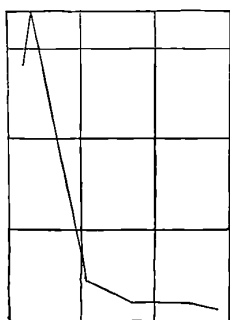
(1) Par suite de variations de M_2 , masse effective d'un corpuscule à l'intérieur de l'atome; (2) par suite de variations du terme logarithmique qui renferme a , distance moyenne entre les corpuscules intra-atomiques, ainsi que leur vitesse. Si la variation de $\frac{\lambda}{D}$ provient entièrement de (1), le rapport des valeurs de λ pour différentes substances sera indépendant de la vitesse des corpuscules. En nous reportant aux résultats donnés pages 380-384, nous voyons que tel n'est pas le cas; d'où nous concluons qu'une grande partie des variations de λ a pour origine des variations de la distance moyenne des corpuscules.

Absorption de l'énergie cinétique des corpuscules.

195. Il est important de séparer la diminution d'énergie cinétique des corpuscules de la dispersion des particules due à la déviation de leurs trajectoires, l'une n'étant pas nécessairement proportionnelle à l'autre. Nous pouvons en effet avoir une dispersion sans diminution d'énergie cinétique. Les résultats donnés page 378 montrent que la diminution d'énergie cinétique varie beaucoup plus rapidement avec la masse de la particule avec laquelle le corpuscule entre en collision que ne le fait la diffusion; nous devons donc nous attendre à ce que les coefficients qui représentent la diminution d'énergie cinétique s'écartent plus de la loi de la densité que les coefficients qui représentent la diffusion. Nous n'avons pas assez de déterminations des coefficients d'absorption de l'énergie cinétique pour pouvoir déterminer lequel des deux obéit ou non à la loi de la densité. C'est une diminution de l'énergie cinétique qu'a observée Leithauser (1) en mesurant la déviation magnétique des rayons cathodiques avant et après leur passage à travers des feuilles minces d'aluminium. Ces mesures montrent (1) qu'un pinceau de rayons cathodiques qui était homogène avant son passage à travers la feuille n'est plus lorsqu'il en

(1) LEITHAUSER, *Ann. der Physik*, t. XV, 1904, p. 283.

émerge; il est alors formé de rayons animés de vitesses dont les valeurs sont réparties sur un intervalle notable; (2) que ces vitesses sont toutes inférieures à la vitesse des rayons avant leur entrée dans la plaque. C'est ce que nous pouvions attendre d'après la théorie des collisions. Les corpuscules qui traversent la plaque ne subissent pas tous le même nombre ou le même genre de collisions; lorsque donc ils émergent, leurs vitesses sont réparties autour d'une valeur moyenne, suivant la loi de Maxwell, aucune d'elles n'étant supérieure à la vitesse initiale du corpuscule. La distribution des vitesses des corpuscules autour de la moyenne est donnée figure 98, *a* et *b*, d'après

Fig. 98 *a*.Fig. 98 *b*.

le Mémoire de Leithauser. Les ordonnées représentent le nombre de corpuscules ayant une vitesse indiquée par les abscisses. Les figures 98 *a* et *b* correspondent respectivement aux cas où les vitesses initiales des corpuscules sont égales à $6,4 \times 10^9$ cm : sec et $7,84 \times 10^9$ cm : sec. On voit que le faisceau émergent est beaucoup plus homogène avec des corpuscules rapides qu'avec d'autres plus lents. Dans le premier cas, la perte de vitesse est également moindre.

Si la vitesse initiale était de $7,84 \times 10^9$ cm : sec, elle devenait, après passage à travers une feuille d'aluminium de $0^{\text{cm}},00018$ d'épaisseur, égale à $7,73 \times 10^9$ cm : sec. Ce qui donne un coefficient d'absorption de vitesse égal à 77. Si cette valeur est plus faible que celle du coefficient de dispersion de l'aluminium pour les rayons de même vitesse, ceci indique que la plus grande partie de l'absorption des rayons cathodiques est due à une dispersion, et non à une perte de vitesse. Des Coudres ⁽¹⁾ a ainsi mesuré la perte de vitesse qui se produit lorsque des rayons traversent de minces feuilles de métal, et

(1) DES COUDRES, *Phys. Zeitsch.*, t. IV, 1902, p. 140.

trouvé que les rayons qui émergent obliquement ont des vitesses moindres que ceux qui émergent normalement.

Réflexion des rayons cathodiques et des particules β .

196. Lorsque des corpuscules animés de vitesses rapides rencontrent la surface d'un conducteur ou d'un isolant, cette dernière devient le point de départ d'un faisceau de corpuscules allant dans toutes les directions : on les a souvent désignés sous le nom de *rayons réfléchis diffusés*. Nous devons nous souvenir que le faisceau réfléchi ainsi a une double origine. Il est formé en partie de corpuscules qui allaient frapper la surface et ont eu leur mouvement renversé à la suite de collisions contre les molécules du corps réfléchissant, d'autre part, de corpuscules émis par les molécules de ce dernier sous l'action des rayons incidents. Il est mieux de réserver le terme de rayons réfléchis à ceux de la première classe et de désigner les seconds sous le nom de *rayons secondaires*. Les rayons secondaires sont analogues à ceux émis par une surface métallique exposée à la lumière ultraviolette. Pour distinguer entre rayons réfléchis et rayons secondaires, il est nécessaire de choisir une de leurs propriétés, telle que leur vitesse ou leur pouvoir pénétrant, et de voir si cette quantité est du même ordre de grandeur avec des rayons qui viennent de la plaque et avec ceux qui la frappent. Si les deux valeurs ont des ordres de grandeur différents, nous en concluons que les rayons sont des rayons secondaires.

Becquerel (1) a étudié la réflexion diffuse des rayons β émis par les substances radioactives en se servant d'une méthode photographique. Cette question a été également étudiée par Eve (2) et Mac Clelland (3), par une méthode d'ionisation. On peut démontrer facilement l'existence de ces rayons diffusés avec le dispositif de la figure 99. La substance radioactive est disposée en R et séparée de l'électroscope par une épaisse feuille de plomb. Si la plaque réfléchissante M est éloignée, l'électroscope indique seulement une faible perte due aux rayons γ émis par la substance radioactive et ayant traversé la plaque de plomb.

Si la surface réfléchissante M est placée sur le trajet des rayons

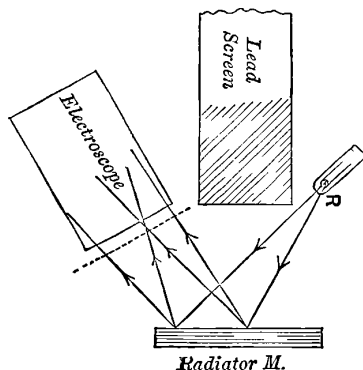
(1) BECQUEREL, *Comptes rendus*, t. CXXXII, 1900, p. 371, 374, 1286.

(2) EVE, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VIII, 1904, p. 669.

(3) MAC CLELLAND, *Trans. Royal Dublin Soc.*, t. VIII, 1905, p. 169; t. IX, 1905, p. 1.

émanés de R, la vitesse de déperdition de l'électroscope est grandement accrue. On peut montrer que les rayons qui produisent cette déperdition sont dus principalement aux rayons β issus de R et non

Fig. 99.



aux rayons γ en plaçant sur le trajet des rayons incidents une feuille de plomb assez épaisse pour absorber les rayons β et pas assez pour absorber une fraction appréciable des rayons γ , plus pénétrants; lorsqu'on l'interpose, la vitesse de déperdition de l'électroscope est réduite de 80 pour 100 environ. La valeur de cette radiation réfléchie ne varie pas beaucoup avec l'état de la surface M; elle est sensiblement la même pour le fer, pour la limaille de fer et pour la glace que pour l'eau. Comme on peut s'y attendre, quelques-uns de ces rayons réfléchis partent d'une faible profondeur, et leur nombre croît avec l'épaisseur de M jusqu'à ce que cette épaisseur atteigne quelques millimètres; après quoi, les nombres deviennent pratiquement constants.

Nous donnons dans le Tableau suivant les proportions relatives de ces rayons réfléchis par des substances variées et leurs coefficients d'absorption lorsqu'ils traversent de l'aluminium, d'après les mémoires de Eve.

Les rayons β primaires ne sont pas homogènes, la valeur moyenne de λ pour l'aluminium et ces rayons est égale à 14 environ. Ainsi, si l'on excepte les rayons émis par le granit, la brique et le ciment, le pouvoir pénétrant des rayons réfléchis est moindre que celui des rayons incidents, quoique la différence soit à peine assez grande pour permettre de décider si ce sont des rayons réfléchis ou des rayons secondaires. Mac Clelland trouva que le coefficient d'absorption des rayons réfléchis par le plomb était le même que celui des rayons primaires.

Corps réflecteur.	Densité.	Radiation secondaire.	R. second Densité.	λ pour l'aluminium.
Mercure.....	13,6	147	10,8	
Plomb.....	11,4	141	12,4	18,5
Cuivre.....	8,8	79	9,0	20
Laiton.....	8,4	81	9,6	21
Fer (travaillé)....	7,8	75	9,6	20
Étain.....	7,4	73	9,9	20,3
Zinc.....	7,0	79	11,3	
Granite.....	2,7	54	20,0	12,4
Ardoise.....	2,6	53	20,4	12,1
Aluminium.....	2,6	42	16,1	24
Verre.....	2,5	44	17,6	24
Ciment.....	2,4	47	19,6	13,5
Brique.....	2,2	49	22,3	13,0
Ébonite.....	1,1	32	29,1	26,0
Eau.....	1,0	24	24,0	21
Glace.....	0,92	26	28,2	
Paraffine solide....	0,9	17	18,8	21
» liquide....	0,85	16	18,8	
Acajou.....	0,56	21,4	38,2	23
Papier.....	0,4?	21,0	52	22
Carton.....	0,4?	19,4	48	20,5
Papier mâché.....		21,9		
Bois de tilleul....	0,36	20,7	57	22
Pin.....	0,35	21,8	62	21
Écran à rayons X..		75,2		23,6

Une bonne raison de croire que les rayons qui proviennent de la plaque réfléchissante sont des rayons secondaires plutôt que des rayons réfléchis résulte des expériences de Eve, d'après lesquelles le caractère des rayons diffusés produits par les rayons γ se rapproche beaucoup de celui des rayons produits par les rayons β . Dans le cas des rayons γ il ne peut être question de réflexion, les propriétés des rayons incidents et réfléchis étant entièrement différentes. Les rayons incidents sont très pénétrants et ne sont pas déviés par un aimant, alors que les rayons réfléchis sont facilement absorbables et facilement déviés. Si, comme ce qui semble être le cas, les rayons réfléchis produits par les rayons β ont le même caractère que ceux produits par les rayons γ , l'argument d'après lequel les rayons seraient des rayons secondaires au lieu d'être des rayons réfléchis semble très sérieux. Il est peut-être surprenant que si les rayons sont des rayons secondaires la qualité des rayons émis par différentes substances ne diffère pas beaucoup, comme l'indiquent les expériences de Eve. Ceci cependant ne peut être considéré comme prouvant complètement la nature secondaire de cette radiation, la même uniformité de propriétés existant apparemment lorsqu'on emploie seulement des rayons γ ,

auquel cas la radiation réfléchie est entièrement secondaire. La variation, s'il y en a une, de la qualité de la radiation réfléchie avec la nature de la source de radiation β incidente serait tout à fait digne d'attention, puisque dans toutes les expériences faites jusqu'ici on avait employé du bromure de radium en équilibre radioactif.

Mac Clelland ⁽¹⁾ fit des séries étendues d'observations sur les proportions relatives de radiation diffusée produites en combinant l'action des rayons β et γ du bromure de radium sur différents éléments chimiques.

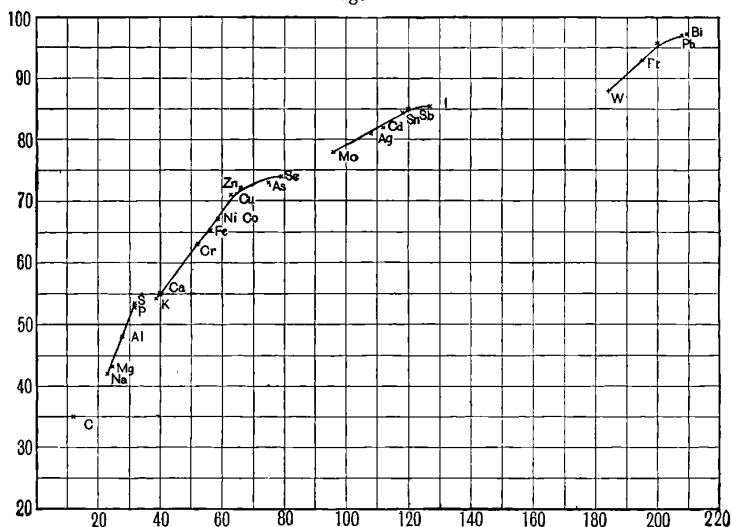
Ces résultats sont donnés dans la Table suivante; la troisième colonne donne les proportions relatives des radiations secondaires produites par un faisceau incident d'intensité constante; p , donné dans la quatrième colonne, est le rapport de l'énergie correspondant à la radiation secondaire à l'énergie correspondant à la radiation primaire.

I.	II.	III.	IV.
Substance.	Poids atomique.	Radiation secondaire.	$p \times 1000$.
Uranium.....	239,5	100	50,5
Bismuth.....	208,5	97	49
Plomb.....	206,9	97	49
Mercure.....	200,3	96	48,5
Platine.....	194,8	93	47
Tungstène.....	184	88	44
Iode.....	127	85,5	43
Antimoine.....	120	85	42,5
Étain.....	118,5	84	42,5
Cadmium.....	112,4	82	41,5
Argent.....	107,9	81	41
Molybdène.....	96	78	39,5
Sélénium.....	79,1	74	37
Arsenic.....	75	73	36,5
Zinc.....	65,4	72	36,5
Cuivre.....	63,6	71	36
Cobalt.....	59	67	34
Nickel.....	58,7	67	34
Fer.....	55,9	65	33
Chrome.....	52,1	63	31,5
Calcium.....	40,1	55	27,5
Potassium.....	39,1	54	27
Soufre.....	32,06	53,5	27
Phosphore.....	31	53	26,5
Aluminium.....	27,1	48	24
Magnésium.....	24,4	43	21,5
Sodium.....	23,0	42	21,5
Carbone.....	12	29	15

(¹) MAC CLELLAND, *Trans. Roy. Irish. Acad.* t. IX, 1906, p. 9.

On peut voir que l'ordre dans lequel on peut ranger les valeurs de la radiation secondaire est le même que celui des poids atomiques. Mac Clelland a mis en évidence une particularité qui se présente dans la variation de cette radiation avec le poids atomique : elle est plus facile à saisir si l'on représente graphiquement la relation entre le poids atomique et la radiation secondaire. C'est ce que montre la figure 100. Si nous considérons les éléments compris dans

Fig. 100.



un des groupes de Mendeleeff, la radiation secondaire croît plus rapidement avec le poids atomique pour les premiers éléments du groupe que pour les derniers. Nous avons vu (voir p. 384) que les valeurs de $\frac{\lambda}{D}$ croissent plus rapidement avec le poids atomique pour les derniers éléments du groupe, que pour les premiers. On pouvait s'attendre à cette différence, puisque leur accroissement d'absorption diminuerait la quantité de radiation secondaire émise par la plaque.

La radiation secondaire excitée par les rayons du radium est ainsi intimement liée au poids atomique et pour cette raison aux propriétés chimiques des éléments. J'ai trouvé qu'il en est de même pour la radiation secondaire excitée par les rayons de Röntgen. C'est ce que montre la figure 101, qui représente les résultats des déterminations que j'ai faites avec l'aide de M. G.-W.-C. Kaye, de l'ionisation produite par les rayons secondaires dans les 15 premiers millimètres à partir de la substance qui les émet.

unité de volume de la radiation primaire est $ma + nb$; si par suite I_0 est l'intensité de la radiation primaire traversant la plaque parallèlement à l'axe des x et tombant sur une plaque limitée par un plan perpendiculaire à cet axe, l'intensité de la radiation primaire à une profondeur x à l'intérieur de la plaque sera $I_0 \varepsilon^{-(ma+nb)x}$. La radiation secondaire émise par la substance A excitée par cette radiation dans une couche d'épaisseur Δx sera $k_1 m I_0 \varepsilon^{-(ma+nb)x} dx$, et, quand elle émergera de la plaque, son intensité sera réduite à

$$k_1 m I_0 \varepsilon^{-(ma+nb)x} \varepsilon^{-(ma_1+nb_1)x} dx.$$

Si la plaque est épaisse, la radiation totale ayant A pour origine et qui en émerge s'obtiendra en intégrant par rapport à x de zéro à l'infini et sera par suite égale à

$$\frac{k_1 m I_0}{(ma + nb) + (ma_1 + nb_1)} = \frac{k_1 m I_0}{m(a + a_1) + n(b + b_1)}.$$

Nous désignons cette expression par R'_A ; si R_A représente la radiation émise par une couche formée entièrement par la substance A,

$$R_A = \frac{k_1 I_0}{a + a_1},$$

$$R'_A = \frac{m(a + a_1)R_A}{m(a + a_1) + n(b + b_1)}.$$

De même, si R'_B est la radiation secondaire émise par B émanant de cette plaque,

$$R'_B = \frac{m(b + b_2)R_B}{m(a + a_2) + n(b + b_2)},$$

R_B étant la radiation secondaire émise par une plaque formée entièrement de la substance B.

Ces expressions se mettent sous une forme plus simple lorsque l'absorption de la radiation primaire ou secondaire suit la loi de Lenard, c'est-à-dire est proportionnelle à la densité de la substance. Le nombre d'atomes dans l'unité de volume d'une substance élémentaire est égal à la densité divisée par la masse d'un atome. Par suite, si l'absorption que produit la substance est proportionnelle à la densité, l'absorption atomique doit être proportionnelle à la masse de l'atome. Si M_1, M_2 sont respectivement les masses des atomes de A et de B, et si la loi de Lenard est applicable, nous pouvons poser

$$a = \gamma M_1, \quad b = \gamma M_2, \quad a_1 = \gamma_1 M_1, \quad b_1 = \gamma_1 M_2, \quad a_2 = \gamma_2 M_1, \quad b_2 = \gamma_2 M_2.$$

Substituant ces valeurs, nous trouvons

$$R'_A = \frac{m M_1 R_A}{m M_1 + n M_2},$$

$$R'_B = \frac{n M_2 R_B}{m M_1 + n M_2},$$

ou, si q_1 et q_2 sont les masses respectives de A et de B par unité de volume,

$$R'_A = \frac{q_1 R_A}{q_1 + q_2},$$

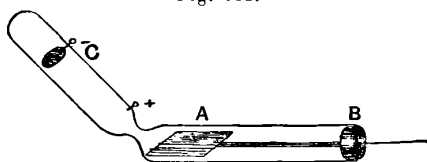
$$R'_B = \frac{q_2 R_B}{q_1 + q_2}.$$

Ces résultats permettent de calculer la valeur de la radiation secondaire émise par les éléments qu'on peut seulement obtenir à l'état de combinaison.

198. *Réflexion des rayons cathodiques produits par une décharge électrique.* — Lorsque ces rayons cathodiques, beaucoup moins rapides que ceux émis par les substances radioactives, rencontrent la surface d'un corps conducteur ou isolant, cette dernière devient le siège d'une émission de rayons cathodiques secondaires allant dans toutes les directions.

Ce phénomène est généralement désigné sous le nom de *réflexion diffuse* des rayons cathodiques. Nous devons nous souvenir que le mot réflexion est employé dans un sens différent de celui qu'il a en Optique, où, par exemple, nous ne pourrions pas dire de la lumière phosphorescente émise par une substance telle que la quinine frappée par la lumière ultra-violette que c'est une lumière réfléchie. Dans le cas qui nous occupe, tous les rayons cathodiques provenant d'une surface frappée sont appelés *rayons réfléchis*. Une expérience due

Fig. 102.



à Goldstein ⁽¹⁾ montre l'existence de tels rayons. Les rayons cathodiques émanés de la cathode C tombent sur une plaque A, qu'on peut faire tourner à la main grâce à une tige qui la supporte et qui

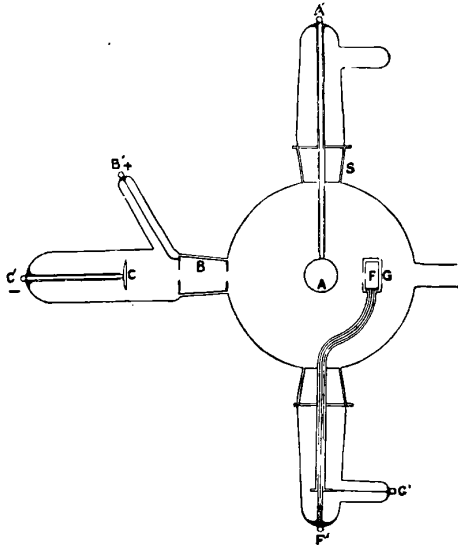
(1) GOLDSTEIN, *Wied. Ann.*, t. XV, 1882, p. 254.

passé dans un presse-étoupe. La moitié du tube AB dans la partie illuminée par A devient phosphorescente sous l'influence des rayons cathodiques diffusés par A. La réflexion existe même lorsque la plaque elle-même ne devient pas phosphorescente sous l'action des rayons.

199. Campbell Swinton ⁽¹⁾, Starke ⁽²⁾, Austin et Starke ⁽³⁾ ont déterminé la proportion de rayons réfléchis donnés par les rayons cathodiques lorsqu'ils frappent des substances diverses et sous des angles d'incidence variables. Les expériences de Campbell Swinton avaient pour objet la mesure de la variation de la proportion de rayons réfléchis en fonction des angles d'incidence et d'émergence. Elles étaient disposées comme l'indique la figure 103.

C est la cathode; A, la surface réfléchissante, constituée par une

Fig. 103.



plaque polie de platine pouvant tourner autour de son axe. F est un cylindre de Faraday qui reçoit les rayons émis par la surface. Il peut être disposé de manière à faire un angle déterminé avec la direction des rayons incidents. On prenait la charge reçue par ce cylindre pour mesure de la proportion des rayons réfléchis. Campbell

⁽¹⁾ CAMPBELL SWINTON, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIV, 1899, p. 377.

⁽²⁾ STARKE, *Wied. Ann.*, t. LXVI, 1898, p. 49; *Ann. der Phys.*, t. III, 1900, p. 75.

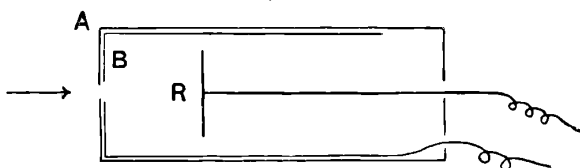
⁽³⁾ AUSTIN et STARKE, *Ann. der Phys.*, t. IX, 1902, p. 271.

Swinton arriva à cette conclusion que tout en étant diffuse la réflexion était beaucoup plus appréciable dans une direction telle que l'angle d'émergence soit égal à l'angle d'incidence, que dans toute autre direction. Il trouva que la quantité totale de lumière émise était moins considérable pour une incidence oblique que pour une incidence normale. Il mesura également la charge reçue par le corps réfléchissant et trouva que, dans le cas de l'incidence normale il recevait une charge négative notable; cette charge diminuait lorsque l'incidence devenait plus oblique; elle s'évanouissait et finalement devenait positive pour des incidences très obliques.

Austin et Starke (*loc. cit.*) ont également observé la charge positive prise par le corps réfléchissant.

Starke détermina le rapport entre les rayons incidents et les rayons qui s'éloignent ou mieux le rapport de la charge négative prise par le corps réfléchissant à celle transportée par les rayons émergents.

Fig. 104.



Le principe de la méthode employée par Starke est le suivant. Les rayons cathodiques pénètrent par une ouverture dans le cylindre et tombent sur le corps réfléchissant. Le cylindre et le corps réfléchissant sont mis l'un et l'autre à la terre par l'intermédiaire d'un galvanomètre de haute résistance. Lorsque les rayons frappent le corps réfléchissant, un courant traverse ces galvanomètres. Soient i_1 , i_2 les courants observés. Soit N le nombre de corpuscules frappant le réflecteur pendant l'unité de temps, n le nombre de ceux qui s'en éloignent dans le même temps. e la charge d'un corpuscule s'il n'y a pas ionisation du gaz dans le cylindre. Si aucun des rayons ne s'échappe par l'ouverture, si de plus aucun des rayons incidents ne vient sous l'influence de la diffusion heurter les parois du cylindre au lieu du réflecteur et si nous négligeons enfin la charge emportée hors du cylindre par les rayons de Röntgen secondaires excités par les rayons de Röntgen provenant de R , point frappé par les rayons cathodiques, nous avons

$$(N - n)e = i_1, \quad ne = i_2,$$

$$\frac{n}{N} = \frac{i_2}{i_1 + i_2}.$$

Si donc nous mesurons i_1 et i_2 , nous pouvons déterminer $\frac{n}{N}$. Pratiquement, il est nécessaire de faire quelques corrections, pour lesquelles nous renverrons au Mémoire de Starke (*loc. cit.*). La valeur de $\frac{n}{N}$ dépend du métal. Starke en a donné les valeurs suivantes :

Métal.	Densité.	$\frac{n}{N}$.	Métal.	Densité.	$\frac{n}{N}$.
Pt.	21,5	0,72	Laiton.....	8,1	0,43
Pb.	11,3	0,63	Fe.....	7,7	0,40
Ag.	10,5	0,59	Zn.....	7,1	0,40
Bi.	9,9	0,58	Al.....	2,6	0,25
Ni.	8,9	0,48	Mg.....	1,7	0,25
Cu.	8,5	0,45			

Ainsi, les valeurs de $\frac{n}{N}$ croissent avec la densité du métal; les nombres donnés ci-dessus sont grossièrement proportionnels à la racine carrée de la densité; nous voyons que, même pour les métaux les plus légers, le nombre de corpuscules partant de la surface est à peu près égal à un quart de ceux qui y arrivent. Les valeurs précédentes de $\frac{n}{N}$ se rapportent à l'incidence normale. Dans ce cas, Starke trouva que $\frac{n}{N}$ ne dépend pas de la vitesse des rayons incidents.

Ce résultat ne peut être qu'une première approximation; s'il en était autrement, en effet, les nombres du Tableau précédent devraient s'appliquer aux rayons β , qui sont précisément des rayons cathodiques rapides. Or les rayons β donnent des résultats entièrement différents. Il est intéressant de remarquer que la valeur de $\frac{n}{N}$ dans ce cas semble être déterminée par la densité et non par le poids atomique du métal, tandis qu'avec les rayons β nous avons vu que les rayons provenant du métal sont déterminés par le poids atomiques et non par la densité.

200. Le fait observé par Campbell Swinton (*loc. cit.*), que pour des incidences très obliques le corps réflecteur acquiert une charge positive au lieu d'une charge négative a été étudié avec le plus grand soin par Austin et Starke (¹), qui ont mesuré la charge reçue par le corps réfléchissant lorsqu'il est frappé par les rayons cathodiques sous des angles d'incidence variables.

Il trouvèrent que l'angle d'incidence pour lequel la charge reçue par le réflecteur changeait de signe et passait de — à + dépendait de

(¹) AUSTIN et STARKE, *Ann. der Phys.*, t. IX, 1902, p. 271.

la substance dont était constitué le corps réfléchissant, de l'état de cette surface et de la vitesse des rayons. Avec des corps réfléchissants de grande densité, le changement se produisait pour un angle d'incidence plus faible qu'avec des corps moins denses, et plus faible était la vitesse des rayons, plus faible était l'angle critique. Les nombres suivants, dus à Austin et Starke, montrent un exemple de l'influence de la nature du métal et de la vitesse des rayons. Avec un réflecteur de platine et des rayons cathodiques produits sous une différence de potentiel de 9000 volts, l'angle d'incidence critique était de 60° . Avec un réflecteur de cuivre et une différence de potentiel de 8700 volts, il était de 80° , et avec une différence de potentiel de 5000 volts, de 70° . Le potentiel positif atteint par le corps réfléchissant ne dépassait jamais quelques volts.

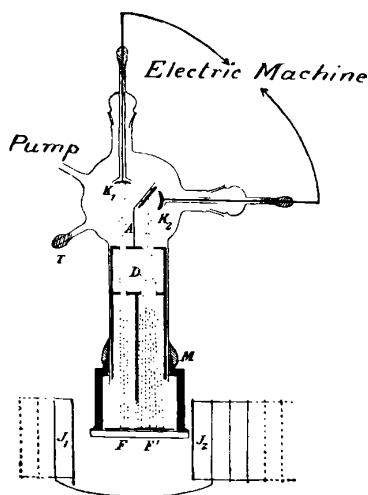
201. Puisque, dans quelques cas, le corps réfléchissant reçoit une charge positive à la suite du choc de corpuscules électrisés négativement, il faut que plus de corpuscules s'éloignent de sa surface qu'il n'en arrive. Il s'ensuit que la vitesse des corpuscules qui s'éloignent doit en moyenne être inférieure à celle de ceux qui arrivent, sinon le réflecteur émettrait plus d'énergie qu'il n'en reçoit. Une autre raison de croire que la vitesse des rayons secondaires est inférieure à celle des rayons incidents est qu'un potentiel de quelques volts suffit à les empêcher de s'éloigner de la surface. Merritt ⁽¹⁾, Austin et Starke (*loc. cit.*) et Gehrcke ⁽²⁾ ont fait des mesures de la vitesse des rayons réfléchis par la méthode de déviation dans un champ magnétique; Merritt, Austin et Starke arrivèrent à cette conclusion que la vitesse des rayons réfléchis était à peu près la même que celle des rayons incidents. Gehrcke au contraire, par une méthode très ingénieuse, trouva que parmi les rayons réfléchis il y en avait un grand nombre dont la vitesse était inférieure à celle des rayons incidents. La figure 105 représente le dispositif employé par Gehrcke. K_1 et K_2 sont deux cathodes reliées entre elles et au pôle négatif d'une machine électrique. Les rayons émanés de K_1 se dirigent en ligne droite de la cathode vers un écran fluorescent FF' ; ceux émanés de K_2 frappent au contraire sur un réflecteur de magnésium; les rayons réfléchis par ce dernier tombent sur le même écran. J_1 et J_2 sont les bobines qui produisent le champ magnétique. La figure 106

(1) MERRITT, *Physical Review*, t. VII, 1898, p. 217.

(2) GEHRCKE, *Ann. der Phys.*, t. VIII, 1902, p. 81.

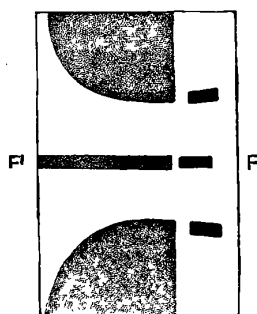
représente l'aspect observé sur l'écran phosphorescent avant et après que le champ magnétique a été excité. Les parties centrales F, F'

Fig. 105.



représentent les taches phosphorescentes en l'absence de champ magnétique et dues respectivement aux rayons directs et aux rayons réfléchis. Les parties supérieure et inférieure représentent les aspects

Fig. 106.



que l'on observe lorsque le champ magnétique agit. Elles correspondent à des champs de sens opposés. Il est à noter que, tandis que les taches phosphorescentes dues aux rayons directs ne sont pas sensiblement élargies par le champ magnétique, la tache étroite due aux rayons réfléchis présente un élargissement notable; ce qui indique la présence de quelques rayons beaucoup plus facilement déviés et par suite animés de vitesses moindres que les rayons

incidents; l'un des bords de la tache formée par les rayons réfléchis se trouvant sur la même ligne que ceux de la tache produite par les rayons directs, on doit en conclure que quelques-uns d'entre eux ont approximativement la même vitesse que les rayons incidents.

Nous pouvons conclure de ces expériences qu'une surface frappée par des rayons cathodiques émet des rayons secondaires dont la vitesse moyenne est inférieure à celle des rayons primaires. Le rapport du nombre des rayons secondaires à celui des rayons primaires est plus grand sous l'incidence oblique que sous l'incidence normale. La réflexion des rayons cathodiques à la surface d'un corps solide semble analogue pour beaucoup de points à l'émission de corpuscules par un corps sous l'influence de la lumière ultra-violette. Les corpuscules constituant le rayonnement primaire pénètrent à quelque profondeur au-dessous de la surface et ionisent les molécules qu'ils rencontrent. Les corpuscules secondaires produits ainsi et quelques-uns des rayons primaires dont le mouvement a été inversé à la suite des collisions contre les molécules du corps réfléchissant s'en échappent et donnent lieu aux rayons cathodiques réfléchis qui consistent ainsi en particules ayant deux origines distinctes.

Le parcours effectué par un corpuscule qui frappe obliquement la substance réfléchissante est plus voisin de la surface que dans le cas de l'incidence normale. Les corpuscules qu'il met en liberté ont, par suite, à parcourir une distance moindre pour atteindre la surface et en sortir; nous pouvons donc nous attendre à ce que les rayons obliques produisent plus de rayons réfléchis.

Lenard (1) a également recherché les effets produits par l'incidence des rayons cathodiques sur les surfaces métalliques. Les rayons employés avaient des vitesses correspondant à une différence de potentiel de 4000 volts au maximum, et ses résultats diffèrent sur quelques points de ceux obtenus par Austin et Starke, qui employèrent des rayons plutôt plus rapides. Lenard ne put mettre en évidence des rayons provenant de la surface et animés de vitesses comparables à celle des rayons incidents, tandis qu'il obtenait une très grande quantité de rayons secondaires très lents. La vitesse de ces rayons correspondait à une chute de potentiel de 10 volts environ, et la quantité de rayons secondaires émis était indépendante de l'angle d'incidence et de l'état de poli de la surface. Cette propor-

(1) LENARD, *Ann. der Phys.*, t. XV, 1904, p. 485.

tion de rayons secondaires varie avec la nature du métal; l'aluminium en fournit le plus, comme en témoigne l'éclat de la phosphorescence que produisent avec lui les rayons.

*Dispersion des rayons cathodiques par le gaz
à l'intérieur du tube.*

202. Kaufmann ⁽¹⁾ a déterminé la dispersion des rayons cathodiques à l'intérieur du tube à décharge, par une méthode électrique. La plus grande différence de potentiel employée fut de 7500 volts; la vitesse des rayons dans ces expériences était donc beaucoup plus faible que dans celles de Lenard sur leur absorption (p. 382). Le principe de la méthode employée par Kaufmann était le suivant. Considérons un faisceau de rayons primitivement horizontaux passant à travers le gaz. Si N_0 est le nombre de corpuscules traversant un plan vertical AB pendant l'unité de temps, le nombre de corpuscules traversant un plan vertical CD situé à une distance x de AB sera égal à $N_0 \varepsilon^{bx}$, b étant par définition le coefficient d'absorption. Si e est la charge transportée par un corpuscule, la quantité d'électricité négative qui entre dans l'espace compris entre AB et CD sera égale à $N_0 e$; la portion qui en sort sera égale à $N_0 e \varepsilon^{-bx}$; par suite, si ABCD est entouré d'un cylindre métallique, la quantité d'électricité reçue par ce cylindre dans l'unité de temps sera $N_0 e (1 - \varepsilon^{-bx})$. Si donc nous comparons la charge reçue par le cylindre à celle qui passe à travers CD, nous pouvons déterminer $\frac{(1 - \varepsilon^{-bx})}{\varepsilon^{-bx}}$; nous pouvons donc en déduire la valeur de b . Kaufmann, par cette méthode, détermina b pour l'azote, l'oxyde de carbone, l'acide carbonique et l'hydrogène sous des pressions comprises entre $\frac{1}{30}$ et $\frac{1}{28}$ de millimètre de mercure, et avec des différences de potentiel de 2500 à 7500 volts; il trouva que pour un gaz donné, V étant la différence de potentiel en volts dans le tube à décharge, p la pression en millimètres de mercure, on avait dans les limites de pression et de potentiel indiquées $\frac{bV}{p}$ constant, c'est-à-dire que le coefficient d'absorption était proportionnel à la pression et inversement proportionnel à l'énergie cinétique du corpuscule. Les valeurs obtenues pour

(¹) KAUFMANN, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 95.

différents gaz sont données dans le Tableau suivant :

Gaz.	$\frac{bV}{p}$.	Poids moléculaire.
H ²	730	2
Az ²	5650	28
CO.....	6380	28
CO ²	6830	44

Les valeurs de b ne concordent pas avec les poids moléculaires d'une manière aussi complète que celles obtenues par Lenard.

Une raison de ce fait est la grande vitesse des rayons étudiés par lui. Nous avons vu (p. 378) que c'est seulement pour les rayons cathodiques très rapides que nous pouvons compter sur l'exactitude de la loi de Lenard. Une autre raison tient à la méthode même employée par Kaufmann; les ions positifs et les ions négatifs produits par le choc des rayons primaires contre les molécules du gaz peuvent diffuser avec des vitesses différentes vers les conducteurs qui constituent le tube; une partie du courant mesuré dans ces expériences peut, par suite, être due à une ionisation secondaire.

Rayons γ .

203. L'absence de toute déviation magnétique de ces rayons et de tout indice de charge fait présumer qu'ils ont le même caractère que les rayons de Röntgen et ne sont pas formés de particules chargées en mouvement rapide. Comme ils sont beaucoup plus pénétrants que les rayons de Röntgen ordinaires et comme la diffusion est d'autant plus grande comparée à la perte d'énergie due à l'ionisation de la substance absorbante que les rayons sont plus durs, il est important de rechercher l'expression de leur absorption en tenant compte de la dispersion. Considérons le cas de rayons parallèles à l'axe des x traversant une plaque d'une substance donnée, limitée par des plans à angle droit sur cet axe. Les rayons qui la traversent sont dispersés; quelques-uns de ces rayons diffusés continuent leur chemin en avant, les autres reviennent en arrière. Il y a donc deux courants de rayons γ dans la plaque, l'un qui la traverse dans la direction des rayons incidents, l'autre en sens inverse. Soient I l'énergie traversant l'unité d'aire pendant l'unité de temps, à une distance x de la plaque et appartenant au premier courant; R la valeur correspondante pour le second. Si une fraction βdx de l'énergie des rayons est absorbée par la traversée d'une distance dx ,

et si $h dx$ est la fraction d'énergie diffusée, nous avons

$$\begin{aligned} \delta I &= \frac{1}{2} h (I + R) dx - \beta I dx, \\ -\delta R &= \frac{1}{2} h (I + R) dx - \beta R dx \end{aligned}$$

ou

$$\begin{aligned} \frac{\delta I}{dx} + \beta I &= \frac{1}{2} h (I + R), \\ -\frac{dR}{dx} + \beta R &= \frac{1}{2} h (I + R). \end{aligned}$$

Pour résoudre cette équation, supposons $I = A \varepsilon^{\lambda x}$, $R = B \varepsilon^{\lambda x}$.

Substituant ces valeurs dans l'équation précédente, nous avons

$$\begin{aligned} \left(\lambda + \beta - \frac{1}{2} h \right) A &= \frac{1}{2} h B, \\ \left(-\lambda + \beta - \frac{1}{2} h \right) B &= \frac{1}{2} h A, \end{aligned}$$

d'où

$$\left(\beta - \frac{1}{2} h \right)^2 - \lambda^2 = \frac{1}{4} h^2;$$

par suite

$$\lambda = \pm \sqrt{\beta(\beta - h)}.$$

Nous avons si

$$\begin{aligned} \lambda &= \sqrt{\beta(\beta - h)}, \\ I &= A \varepsilon^{\lambda x} + A' \varepsilon^{-\lambda x}, \end{aligned}$$

$$R = \frac{\lambda + \beta - \frac{1}{2} h}{\frac{1}{2} h} A \varepsilon^{\lambda x} + \frac{\beta - \lambda - \frac{1}{2} h}{\frac{1}{2} h} A' \varepsilon^{-\lambda x}.$$

Pour déterminer A et A', nous avons les conditions que pour $x = 0$ $I = I_0$, intensité des rayons incidents et que pour $x = d$, d étant l'épaisseur de la plaque $R = 0$. Faisant ces substitutions, nous trouvons

$$\begin{aligned} A &= \frac{I_0}{\left[1 - \frac{\left(\beta - \frac{1}{2} h + \lambda \right) \varepsilon^{+2\lambda d}}{\beta - \frac{1}{2} h + \lambda} \right]}, \\ A' &= \frac{I_0}{\left[1 - \frac{\left(\beta - \frac{1}{2} h - \lambda \right) \varepsilon^{-2\lambda d}}{\beta - \frac{1}{2} h + \lambda} \right]}. \end{aligned}$$

I intensité des rayons ayant traversé la plaque est donné par l'équa-

tion

$$(1) \quad I = \frac{I_0 \lambda}{\left(\beta - \frac{1}{2} h + \lambda\right) \varepsilon^{\lambda d} - \left(\beta - \frac{1}{2} h - \lambda\right) \varepsilon^{-\lambda d}}$$

L'intensité des *rayons réfléchis* s'obtient en faisant $x = 0$ dans l'expression de R; on a donc

$$(2) \quad R = \frac{I_0 h (\varepsilon^{\lambda d} - \varepsilon^{-\lambda d})}{2 \left[\left(\beta - \frac{1}{2} h + \lambda\right) \varepsilon^{\lambda d} - \left(\beta - \frac{1}{2} h - \lambda\right) \varepsilon^{-\lambda d} \right]}$$

A partir de ces expressions, nous voyons que l'intensité des rayons après leur passage à travers une lame n'est pas donnée par une expression exponentielle, c'est-à-dire n'est pas proportionnelle à $e^{-\mu d}$. Si l'on calcule le coefficient d'absorption en se basant sur cette loi, les valeurs obtenues varieront avec l'épaisseur de la lame, même si la radiation primaire est homogène. Rutherford trouva que la valeur du coefficient d'absorption varie avec l'épaisseur de la lame. Ceci est montré par la Table suivante où sont donnés (colonne I) le coefficient d'absorption calculé d'après la loi exponentielle pour 2^{mm},5 d'épaisseur, (colonne II) pour une épaisseur de 2^{mm},5 à 5^{mm}, (colonne III) pour une épaisseur comprise entre 5^{mm} et 10^{mm}, et (colonne IV) pour une épaisseur comprise entre 10^{mm} et 15^{mm}:

Substance.	I.	II.	III.	IV.
Mercure.....	0,726	0,661	0,538	0,493
Plomb.....	0,641	0,563	0,480	0,440
Zinc.....	0,282	0,266	0,248	0,266

Les valeurs des coefficients diminuent avec l'épaisseur de substance traversée. On attribue cela généralement au fait que la radiation primaire est hétérogène, les parties les plus absorbables étant arrêtées d'abord: ceci peut provenir de ce que l'hypothèse d'une loi exponentielle est erronée, bien que d'autres raisons rendent probable l'hétérogénéité de la radiation du radium. Nous ne pouvons, sans un calcul ultérieur, le prouver par des expériences telles que celles indiquées ci-dessus.

Un cas spécial intéressant de l'équation (1) est celui où il n'y a ni absorption d'énergie, ni dispersion; dans ce cas $\beta = h$ et $\lambda = 0$. (1) devient alors

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{1}{2} h d}$$

Ainsi, l'intensité de la radiation transmise diminue moins rapidement qu'avec une loi exponentielle.

Nous voyons, d'après la page 325, que si la radiation émise par un corpuscule ne peut pas interférer avec celle provenant d'un corpuscule voisin

$$h = \frac{8\pi}{3} \frac{N e^4}{m^2},$$

N étant le nombre de corpuscules dans l'unité de volume, e la charge et m la masse de l'un d'eux. Supposant

$$\frac{e}{m} = 1,7 \times 10^7, \quad e = 10^{-20},$$

et admettant que le nombre de corpuscules dans un atome est égal au poids atomique, nous trouvons que si σ est la densité de la substance

$$h = 0,25\sigma,$$

par suite

$$(3) \quad I = \frac{I_0}{1 + 0,125\sigma d}.$$

Ainsi, s'il n'y avait pas d'absorption d'énergie par suite d'ionisation, etc., il faudrait prendre une épaisseur d'eau de 800^{cm} pour réduire l'intensité à 1 pour 100 de sa valeur primitive. La dispersion impose une limite finie au pouvoir pénétrant de toute radiation analogue aux rayons de Röntgen. D'autant plus grand est le rapport de l'énergie diffusée à l'énergie dépensée pour produire l'ionisation, d'autant plus grand sera l'écart avec la loi exponentielle.

Si les forces électriques dans les pulsations qui constituent les rayons γ n'ont pas une direction uniforme de l'arrière à l'avant, et sont par exemple positives dans une partie de la pulsation et négatives dans l'autre si les corpuscules dans les atomes sur lesquels passe la pulsation sont disposés exactement de telle sorte qu'elle puisse recouvrir deux corpuscules A et B simultanément, A se trouvant dans la partie positive, B dans la partie négative, les accélérations de A et B étant de signes opposés, les forces magnétiques provoquées par leur mouvement seront dirigées en sens inverse l'une de l'autre. Les forces électriques et magnétiques dues à A et B tendant à se neutraliser, l'énergie radiée par l'ensemble sera plus faible que celle émise par chacun d'eux séparément; l'énergie absorbée, c'est-à-dire la valeur de h , sera plus faible que la valeur donnée, et le pouvoir pénétrant de la radiation sera plus grand que celui indiqué par l'expression (3).

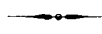
Nous montrerons plus tard que par ce seul fait qu'il émet une radiation, un corps chargé en mouvement, lorsque agira sur lui une force Xe , ne prendra pas immédiatement une accélération, $\frac{Xe}{m}$, m représentant sa masse. Son accélération sera d'abord nulle, puis croîtra graduellement jusqu'à atteindre la valeur limite $\frac{Xe}{m}$. Si cette période initiale, dont la durée dépend seulement de la charge et de la masse, dure une fraction appréciable du temps mis par la pulsation de Röntgen pour le franchir, la proportion d'énergie radiée sera considérablement plus faible que celle donnée au paragraphe 161, où l'accélération était supposée avoir la valeur maxima $\frac{Xe}{m}$ durant tout le temps mis par la pulsation pour passer; pour les pulsations très minces, la valeur de h sera donc considérablement plus faible que celle donnée par cette étude, aussi l'absorption des rayons sera-t-elle plus faible que celle donnée par l'expression (3).

Les recherches que nous avons faites sur l'absorption des rayons γ montrent que ces pulsations sont assez minces pour que le temps qu'elles mettent pour franchir un corpuscule, ou si la pulsation consiste en feuillets alternatifs de force positive et négative, le temps que mettent ces feuillets pour passer est comparable à celui employé par l'accélération pour atteindre sa valeur maximum. D'après l'équation (3) elle est équivalente, si σd est faible à $I = I_0 \varepsilon - 0,125 \sigma d$; ainsi le coefficient d'absorption λ calculé à la manière ordinaire sera égal à $0,125 \sigma$; $\left(\frac{\lambda}{\text{densité}}\right)$ sera donc égal à $0,125$. La Table ci-après, extraite d'un Mémoire de Wigger (*Jahrbuch der Radioaktivität*, t. II, 1906, p. 391), montre que pour les rayons γ du radium la valeur de l'absorption est plus faible que celle ci-dessus, $\frac{\lambda}{\text{densité}}$ étant constant et voisin de $0,02$ au lieu de $0,125$.

D'autant plus mince sera la pulsation, d'autant plus faible sera la valeur de $\frac{\lambda}{\text{densité}}$.

Absorption des rayons γ du bromure de radium.

Observateurs.....	Rutherford.	Mac Clelland.	Wigger.
	Absorption par de minces feuilles de métal.	Absorption par des plaques de 1 ^{cm} ,25 d'épaisseur, le rayon ayant déjà traversé 8 ^{mm} de plomb.	Absorption après passage à travers 28 ^{mm} de plomb.
Substance.	$\frac{\lambda}{\text{densité}}$	$\frac{\lambda}{\text{densité}}$	$\frac{\lambda}{\text{densité}}$
Mercure.....	0,068	0,036	0,0208
Plomb.....	0,068	0,037	0,0213
Étain.....	0,052		
Cuivre.....	0,035		0,0226
Fer.....	0,039		0,0211
Zinc.....	0,039	0,033	0,201
Aluminium.....		0,038	0,0208
Soufre.....			0,0202



CHAPITRE XIII.

POUVOIR IONISANT DES ÉLÉMENTS EN GÉNÉRAL.

204. Les radiations étudiées dans le Chapitre précédent sont celles émises par quelques éléments dont deux seulement, l'uranium et le thorium, étaient connus avant la découverte de la radioactivité; les autres, radium, polonium et actinium, furent découverts lorsqu'on étudia cette propriété. La question suivante se pose: cette propriété d'émettre des radiations est-elle limitée à ces corps ou bien est-ce une propriété présentée, quoique à un très faible degré, par tous les éléments en général. Durant ces dernières années, on a étudié cette question avec la plus grande attention, et il résulte de ces études une grande probabilité pour que cette propriété appartienne dans une certaine mesure à tous les corps. Il y a toutefois un abîme entre la proportion de radiation émise par les moins actives des substances considérées comme radioactives et les plus actives des autres.

Toutes les recherches relatives à la radiation émise par la matière ordinaire ont été faites par la méthode électrique, en mesurant l'ionisation produite dans un volume donné de gaz placé au voisinage du corps sur lequel portaient les recherches. Nous avons vu (§ 4) que les gaz renfermés dans des récipients métalliques étaient ionisés faiblement, et que la valeur de l'ionisation était dans les récipients de faible volume, sauf toutefois dans le cas de l'hydrogène, proportionnelle à la densité du gaz; nous avons vu dans le Chapitre précédent que l'ionisation produite par les radiations des substances radioactives suit exactement cette loi.

Rutherford et Cooke ⁽¹⁾ et Mac Clennan ⁽²⁾ ont montré qu'une partie de l'ionisation du gaz à l'intérieur d'un vase fermé est due à la radiation provenant de l'extérieur; ils trouvèrent, en effet, que si l'on entoure le vase fermé d'une épaisse lame de plomb on diminue considérablement l'ionisation à son intérieur. Cooke ⁽³⁾ trouva cepen-

⁽¹⁾ RUTHERFORD et COOKE, *Physical Review*, t. XVI, 1903, p. 183.

⁽²⁾ MAC CLENNAN, *Physical Review*, t. XVI, 1903, p. 184.

⁽³⁾ COOKE, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VI, 1903, p. 403.

dant que la diminution que l'on pouvait produire ainsi avait une limite. En augmentant l'épaisseur de la lame de plomb, l'ionisation dans le récipient ne diminuait pas de plus d'un tiers de ce qu'elle était en l'absence d'écran. Des expériences furent faites par Cooke (1) et aussi par Wood (2), pour voir si l'on pouvait empêcher cette radiation de pénétrer dans le vase par-dessus, par-dessous ou latéralement. On disposa des écrans de façon à empêcher séparément les radiations provenant de ces côtés de pénétrer dans le vase; on ne put établir de différences bien marquées suivant les différentes directions; la radiation extérieure semble distribuée d'une façon uniforme dans tous les sens.

Un nouveau pas en avant fut fait par Strutt (3), Mac Clennan, Burton (4) et Cooke (5); ils trouvèrent que la valeur de l'ionisation à l'intérieur d'un récipient clos variait avec la nature de la substance dont il était formé, et ce résultat fut confirmé dans la suite par Righi (6). D'une manière générale, nous pouvons dire que, pour des vases de mêmes dimensions et de même forme, ce sont ceux en plomb qui présentent la plus grande ionisation. Avec ceux en étain et en fer elle est beaucoup plus faible, et avec ceux en zinc, aluminium ou verre, encore moindre. Les valeurs relatives cependant dépendent, comme nous le verrons plus loin, dans une proportion considérable, de la forme et des dimensions du récipient. Cette variation de l'ionisation avec la nature des parois se manifeste, que l'on arrête ou non la radiation extérieure.

Deux manières de voir se présentent d'elles-mêmes quant à l'influence des parois du récipient sur l'ionisation intérieure. D'abord, des ions peuvent se produire par action chimique entre le gaz et le métal. Nous verrons plus loin qu'une action chimique peut avoir pour résultat une mise en liberté d'ions libres. Ou bien des ions peuvent diffuser lentement du métal dans le gaz, comme cela arrive dans le cas d'un métal chauffé au rouge qui donne des ions positifs provenant peut-être des gaz qu'il a absorbés.

Mais on ne peut soutenir cette opinion depuis que Campbell (7)

(1) COOKE, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VI, 1903, p. 403.

(2) WOOD, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IX, 1905, p. 550.

(3) STRUTT, *Nature*, 19 février 1903.

(4) MAC CLENNAN and BURTON, *Nature*, 26 février 1903.

(5) COOKE, *Nature*, 2 avril 1903.

(6) RIGHI, *Il nuovo Cimento*, janvier 1905.

(7) CAMPBELL, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IX, 1905, p. 531; 6^e série, t. XI, 1906, p. 206.

a montré que cet effet d'ionisation produit par un métal peut se manifester à travers une feuille mince d'aluminium. Elle est d'ailleurs rendue improbable par ce fait que l'ionisation produite dans des gaz différents dépend seulement de la densité du gaz et non de ses propriétés chimiques. La seconde hypothèse, expliquant cette variation de l'ionisation, consiste à la considérer comme provenant du métal lui-même, et la question se pose de savoir si la radiation provient du plomb ou autre métal employé à la confection du vase ou si elle est due à une impureté radioactive qu'il renfermerait. C'est un point qui doit retenir toute notre attention; l'activité des substances radioactives telles que le radium dépasse tellement en effet celle d'un métal quelconque que la présence de quantités de radium assez faibles pour qu'elles échappent à l'analyse chimique ou spectroscopique peut donner lieu à des ionisations plus considérables que celles observées.

Le radium et son émanation sont des substances très répandues; j'ai ⁽¹⁾ ainsi par exemple observé que de l'air qui a barboté à travers un robinet d'eau à Cambridge était conducteur à un haut degré et que cette conductibilité était due à la présence dans l'eau de petites quantités d'émanation du radium. J'ai également trouvé des traces de radium dans les substances les plus diverses comme des sables de différentes provenances, des graviers, des argiles et même dans quelques sortes de farines. La proportion de radium dans ces diverses substances varie très irrégulièrement. Elster et Geitel ⁽²⁾ ont montré la présence de radium dans la terre, et Strutt ⁽³⁾ a fait récemment un examen très approfondi d'un grand nombre de roches, et dans toutes il a trouvé des quantités appréciables de radium. Il est évident que le radium étant disséminé un peu partout en très faibles quantités, il est nécessaire d'éliminer cette source de radioactivité avant de pouvoir établir la radioactivité de la matière ordinaire. Une autre source d'erreur affecte les expériences faites dans les laboratoires où l'on a manipulé du radium et provient de ce que les murs des bâtiments et ce qu'ils renferment ont été contaminés par des dépôts des produits de transformation du radium et ont acquis de ce fait une certaine radioactivité.

Pour éviter cette action, il est nécessaire de gratter les surfaces

(¹) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IV, 1902, p. 352.

(²) ELSTER et GEITEL, *Physik. Zeitsch.*, t. IV, 1903, p. 526.

(³) STRUTT, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXVII, 1906, p. 472.

anciennes de tous les récipients servant à des expériences du genre de celles que nous avons discutées et de n'employer que des surfaces neuves.

On peut résumer ainsi les preuves contre l'opinion attribuant à des impuretés radioactives l'ionisation qu'on observe dans les vases clos.

Différents observateurs, employant des échantillons tout à fait différents de métaux variés, s'accordent sur l'ordre dans lequel on peut ranger les divers métaux d'après leur faculté d'émettre une radiation. Pour comparer des résultats d'expériences de ce genre, il faut prêter attention aussi bien à la forme et aux dimensions du vase qu'à la substance dont il est formé. Les radiations qui proviennent des parois du vase sont de deux sortes, l'une très pénétrante, l'autre facilement absorbée. L'ionisation due à la première est proportionnelle au volume du vase, tandis que la radiation très absorbable est proportionnelle à l'aire de sa surface. Ainsi, le rapport des ionisations dans des vases de même volume, faits avec des corps différents, dépend du rapport entre l'ionisation due à la surface et celle due au volume et par suite de la forme et des dimensions du vase.

Des expériences ont été faites par Strutt⁽¹⁾ et Wood⁽²⁾; les vases avaient même forme et mêmes dimensions. Le Tableau suivant donne les valeurs relatives de l'ionisation ainsi obtenues :

Substance.	Ionisation	
	Strutt.	Wood.
Plomb.....	4,2	5,2
Étain.....	4,4 à 6,3	4,7
Aluminium.....	2,7	2,7
Zinc.....	2,3	2,3

S'il y avait eu du radium présent comme impureté, nous aurions dû nous attendre à trouver de grandes variations dans les effets produits par différents échantillons de la même substance, variations du même ordre de grandeur que celles que nous trouvons dans différents échantillons d'eau ou de terre. De plus, s'il y avait eu du radium dans les métaux, nous devrions également trouver son émanation. Nous avons fait plusieurs tentatives pour déceler cette dernière sans aucun succès. J'ai fait dissoudre de grandes quantités de sel de différents métaux dans l'eau distillée et laissé en repos pendant plusieurs

(¹) STRUTT, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. V, 1903, p. 680.

(²) WOOD, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IX, 1905, p. 550.

mois les solutions pour donner à l'émanation le temps de se dégager, je n'ai pu en obtenir aucune trace. En y faisant barboter de l'air j'ai eu le même insuccès qu'en les faisant bouillir. Campbell (1) a poussé cette preuve plus loin; il fit dissoudre dans l'acide nitrique 1500^g du même plomb qui lui avait servi à faire le vase clos dans lequel on étudiait l'ionisation et il ne put non plus déceler aucune trace d'émanation en faisant barboter de l'air dans la solution après l'avoir laissée en repos quelque temps.

En supposant que l'ionisation dans le vase de plomb soit due au radium, on peut calculer la proportion de radium renfermée dans les 1500^g de plomb et par suite la quantité d'émanation qu'il dégagerait. Ce calcul montre que cette quantité d'émanation accroîtrait de 500 fois la déperdition dans la chambre d'expérience. Aucun accroissement mesurable ne se produisant, l'expérience semble entraîner la conclusion que l'ionisation produite par le plomb n'est pas due à des traces de radium.

Campbell (2), en comparant l'ionisation produite par les métaux à celle que produisent leur sels, a montré que l'émission d'une radiation est une propriété atomique; il a montré aussi que des échantillons du même sel préparés par des méthodes différentes produisaient le même effet. C'est là une forte preuve contre l'hypothèse que leur activité serait due à des impuretés.

205. Une autre preuve contre l'opinion que l'activité serait due à une impureté est la suivante. Si l'action était due à une impureté, par exemple à du radium, la qualité de la radiation émise par tous les métaux devrait être la même. Campbell (3) a fait une recherche très étudiée sur ce point. Le principe général de sa méthode était le suivant. Supposons que nous ayons une boîte dont deux côtés sont formés par des plaques parallèles de la substance étudiée et disposées de telle sorte que l'on puisse faire varier d'une manière continue la distance entre elles, les autres parois de la boîte sont faites avec une substance dont la radioactivité est faible. On faisait une série de mesures de l'ionisation à l'intérieur de la boîte, en commençant avec les deux plaques en contact et en accroissant graduellement leur distance. Les radiations émises par les plaques sont de deux espèces; l'une est pénétrante, elle peut traverser sans absorption

(1) CAMPBELL, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. XI, 1906, p. 206.

(2) CAMPBELL, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XIII, 1906, p. 282.

(3) CAMPBELL, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. XI, 1906, p. 206.

appréciable la grande distance qui sépare les plaques, l'autre est facilement absorbable et est arrêtée après avoir franchi quelques centimètres d'air. L'ionisation due à la radiation pénétrante est proportionnelle à la distance entre les plaques et peut se représenter graphiquement par une ligne droite passant par l'origine. L'ionisation due à la seconde espèce de radiation est, si les plaques sont en contact, proportionnelle à la distance entre elles; mais si l'on augmente leur distance, la vitesse avec laquelle l'ionisation s'accroît avec elle diminue, et lorsqu'elle est supérieure à celle que peut franchir la radiation, l'ionisation devient indépendante de la distance.

Si la radiation possède les mêmes propriétés que la radiation α , c'est-à-dire si l'ionisation qu'elle provoque est uniforme sur une distance l et ensuite disparaît, nous pouvons facilement montrer que sa valeur, lorsque les plaques sont séparées par une distance x , est égale à

$$\mu N \frac{x}{l} \left(l - \frac{x}{2} \right),$$

si x est moindre que l , et à $\frac{1}{2} \mu N l$ si x est plus grand que l ; N étant le nombre de rayons émis par la plaque, μ le nombre d'ions produits par chaque rayon par unité de longueur de sa trajectoire. L'ionisation due à la radiation pénétrante peut se représenter par px .

Par suite, si y est l'ordonnée de la courbe représentant l'ionisation, les plaques étant séparées par une distance x , nous avons

$$y = \mu N \frac{x}{l} \left(l - \frac{x}{2} \right) + px,$$

si x est inférieur à l , et

$$y = \frac{1}{2} \mu N l + px,$$

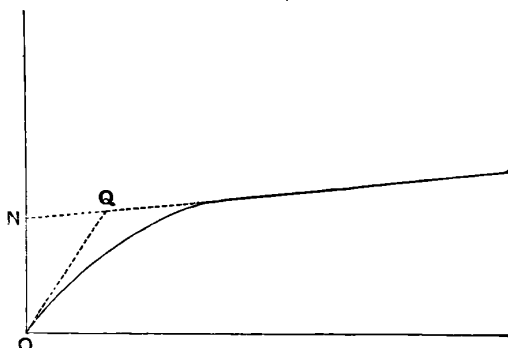
si x lui est supérieur.

Ainsi, pour de grandes valeurs de x , la courbe (*fig. 107*) devient une ligne droite. Si cette ligne coupe l'axe des y en N , ON représente l'ionisation totale due aux rayons absorbables. Si la tangente à la courbe à l'origine coupe cette ligne en Q , l'abscisse de Q est alors égale à $\frac{l}{2}$ et mesure le pouvoir pénétrant de la radiation absorbable. Pratiquement, on appliquait des corrections à ces expressions pour tenir compte de l'influence des parois et de l'obliquité des rayons; nous renverrons pour le détail au Mémoire de Campbell.

Si l'on fait des expériences de ce genre, (1) la boîte étant protégée

de la radiation extérieure par un écran épais de plomb, (2) avec la boîte non protégée, et si l'on trace les courbes correspondant à ces deux expériences, une troisième courbe ayant pour ordonnées les différences des ordonnées de (1) et de (2) représentera l'action de la radiation extérieure. Si cette courbe est une ligne droite, la radiation provenant de l'extérieur sera entièrement du type pénétrant. C'est ce qu'on observe dans le cas où la boîte est faite en plomb ou en aluminium; pour la plupart des métaux cependant les courbes ressemblent à celles données (fig. 107), montrant que la radiation

Fig. 107.



pénétrante qui a traversé le métal se change en une radiation secondaire facilement absorbable. Les résultats obtenus par Campbell sont donnés dans le Tableau suivant :

Substance.	S.	S'.	V.	V.	a.	λ.
Plomb 1.....	270	0	10,2	14,2	} 12,0 12,5	
Plomb 2.....	260	0	13,4	26,3		} 12,5 12,0
Cuivre 1.....	103	160	2,2	22,0	9	
Cuivre 2.....	110	91	8,1	27,4	9	0,5
Aluminium . . .	117	0	14,8	17,0	} 6,0 6,5	
Étain.....	144	156	3,1	18,9		9
Argent.....	146	146	25,5	17,0	8,5	0,9
Platine.....	74	411	17,3	14,1	12,0	0,4
Or.....	78	169	10,4	16,8	10,0	0,6
Zinc.....	72	51	15,4	16,8	10,0	0,5
Fer.....	119	124	12,3	10,5	13,0	0,5

S est le nombre d'ions produits par seconde par la radiation intrinsèque absorbable par centimètre carré de surface du métal lorsqu'elle est entièrement absorbée par l'air;

- S' , le nombre d'ions produits par seconde par la radiation facilement absorbable produite par centimètre carré du métal dans les conditions de l'expérience lorsque la radiation est totalement absorbée par l'air ;
- V , le nombre d'ions produits dans 1 cm^3 par seconde par la radiation pénétrante provenant de la boîte ;
- V' , le nombre d'ions produits dans 1 cm^3 par seconde par la radiation extérieure et par la radiation secondaire pénétrante excitée par elle ;
- a , la distance que peut traverser la radiation propre dans l'air avant de perdre son pouvoir ionisant ;
- λ , le coefficient d'absorption de la radiation secondaire facilement absorbable.

On peut voir que la qualité de la radiation, déterminée par la valeur de a , varie considérablement d'un métal à un autre ; la valeur de a trouvée pour les métaux est dans beaucoup de cas considérablement plus grande que 6,5, valeur relative à la radiation α du radium.

Campbell a pu déceler l'ionisation due à la radiation des métaux après son passage à travers de minces feuilles d'aluminium et a mis ainsi en évidence la radiation émise par des corps non conducteurs tels que le soufre pour lesquels la méthode précédente n'est pas applicable.

Si les gaz possèdent cette propriété d'émettre une radiation, celle qu'ils émettent eux-mêmes peut produire des effets appréciables si les dimensions linéaires du vase sont grandes par rapport à a donné dans la Table précédente. Par suite, comme c'est le cas avec la radiation propre, la radiation émise par centimètre cube de gaz et l'absorption sont toutes deux proportionnelles au nombre de molécules de la substance par centimètre cube. Il est facile de montrer que le faisceau de radiation intrinsèque qui traverse l'unité d'aire et qui est dû à un volume donné de la substance est indépendant du nombre de molécules par centimètre cube, pourvu que les dimensions linéaires de la substance soient grandes devant la distance que la radiation peut traverser avant d'être absorbée. Par suite, si les dimensions linéaires du vase sont grandes par rapport aux valeurs de a relatives à la radiation émise par le gaz, la radiation provenant de ce dernier sera comparable à celle qui serait émise par une couche de gaz liquéfié ou solidifié ; ainsi, à moins que la radiation émise par une molécule ne soit beaucoup plus petite pour le gaz que pour le métal, le faisceau de radiation provenant du premier sera comparable à celui qui provient des parois du vase. Si le volume du gaz est assez grand

pour que ce soit le cas, l'ionisation due à la radiation provenant du gaz sera proportionnelle au volume, et ainsi dans des recherches analogues à celles de Campbell, affectera la valeur déterminée pour la radiation pénétrante provenant des parois du vase.

Quant à la nature de la radiation facilement absorbable, Campbell a montré qu'elle ne consiste pas en particules chargées négativement. En effet, si elle était due à de telles particules, nous pourrions déduire leur vitesse de leur pouvoir pénétrant, et par suite la différence de potentiel suffisant à les arrêter dans leur mouvement à travers un champ électrique. Campbell fit passer à travers un tel champ la radiation émise par les métaux et trouva qu'à la sortie du champ elle n'avait subi aucune diminution appréciable d'intensité.

Variations de l'ionisation à l'intérieur d'un vase clos.

206. Si l'on enferme de l'air dans un vase clos, son ionisation est soumise à des variations curieuses dont l'origine n'est pas encore entièrement connue. Ainsi, par exemple, Campbell et Wood, au Cavendish Laboratory, ont montré que dans un vase non protégé par un écran, l'ionisation présentait des variations diurnes régulières dont le maximum se produisait dans les premières heures du matin. L'explication la plus simple de ce fait est qu'il y a une variation semblable dans la proportion d'émanation de radium dans les basses régions de l'atmosphère. Dike a vérifié cette hypothèse en montrant que la radioactivité induite déposée sur une surface électrisée négativement au Cavendish Laboratory présentait une variation diurne très marquée ayant un maximum très prononcé au début du matin. Des variations diurnes de la proportion de radioactivité induite ont été observées également par Simpson en Laponie.

Si l'émanation du radium existant dans l'atmosphère diffuse du sol, la quantité qui se trouve au voisinage de la surface doit dépendre en grande partie des courants verticaux de l'atmosphère, et nous devons nous attendre à trouver une plus grande accumulation d'émanation au voisinage de la surface du sol au moment où les courants verticaux de convection auront leur valeur minima. Il est intéressant de noter que le gradient de potentiel électrique dans l'air présente des maxima au même instant. Un autre résultat remarquable est le suivant : l'ionisation à l'intérieur d'un vase clos continue à s'accroître durant plusieurs semaines et atteint souvent une valeur deux ou trois fois plus grande que celle qu'on obtenait au

début avec de l'air frais. Tout d'abord en effet, il peut y avoir une diminution temporaire de l'ionisation comme cela a été observé par Mac Clennan et Burton, due probablement à la décroissance de l'émanation du radium présente dans l'air lorsqu'on l'enferme pour la première fois ; l'accroissement qui suit est plus obscur. Elster et Geitel ont, comme nous l'avons vu, observé une ionisation anormalement intense dans les grottes et les caves où l'air est stagnant ; mais comme les briques et les parois de la cave contiennent du radium, ceci provient de ce que l'émanation de ce dernier diffuse lentement des parois dans l'air. Mais, dans le cas des vases métalliques clos, la cause de cette augmentation est plus obscure, et l'on n'a pu déceler aucune émanation provenant de ces métaux eux-mêmes, lors même que le temps pendant lequel on aurait laissé une émanation s'accumuler était beaucoup plus long que celui nécessaire à l'ionisation en vase clos pour doubler ou tripler de valeur.

Lorsqu'une fois l'ionisation a atteint une valeur élevée, on peut envoyer une grande quantité d'air frais dans le vase avant qu'elle ne retombe à sa valeur normale comme si ce qui cause cet accroissement se fixait avec quelque persistance sur les parois du vase. Le fait que le courant de saturation atteint cette valeur élevée montre que l'accroissement n'est pas dû à une accumulation d'ions, mais à une augmentation de la vitesse avec laquelle ils sont produits. Il est possible que ces ions supplémentaires soient dus à quelque action chimique entre le gaz et les parois du vase et que cette action présente un retard, comme quelques autres semblables, par exemple, la combinaison de l'hydrogène et du chlore, une sorte de période préparatoire, c'est-à-dire qu'il s'écoule un intervalle de temps considérable avant que l'action atteigne sa valeur normale.

Les questions étudiées dans ce Chapitre sont traitées très complètement par Campbell dans son Mémoire important (*Jahrbuch der Radioaktivität*, Bd. 2, 1906, p.434).



CHAPITRE XIV.

IONISATION DUE A UNE ACTION CHIMIQUE, AU BARBOTAGE DE L'AIR
A TRAVERS L'EAU ET AU REJAILLISSEMENT DES GOUTTES.

Électrisation due à une action chimique.

207. Dans beaucoup de cas de combinaisons chimiques auxquelles prennent part des gaz, nous obtenons une électrisation de ces derniers. Pouillet fut le premier à découvrir un exemple de cette action; il trouva que, lors de la combustion d'un cylindre de charbon, l'air qui l'entoure a une électrisation positive, tandis que le cylindre lui-même est électrisé négativement. Lavoisier montra que le même effet s'observe avec du charbon incandescent. Pouillet trouva également que, quand un jet d'hydrogène brûle dans l'air, il y a une électrisation positive dans l'air environnant et négative dans l'hydrogène. Lavoisier et Laplace constatèrent que, lors d'un dégagement rapide d'hydrogène sous l'action de l'acide sulfurique sur le fer, on a une électrisation positive considérable dans le gaz. Dans ce cas, l'interprétation des résultats est rendue difficile par les effets électriques qui se produisent par suite du barbotage du gaz à travers le liquide. Nous devons nous attendre à ce que ces effets soient considérables, puisque le gaz est mis en liberté sous forme de bulles très petites, ce qui est le cas le plus favorable pour l'obtention d'une électrisation considérable dans un volume donné d'air. Ce cas et d'autres d'électrisation par action chimique ont été étudiés par Enright et Townsend. Ce dernier montra que l'hydrogène produit par l'action de l'acide sulfurique sur le fer conservait son électrisation après un passage à travers des tubes remplis de coton de verre fortement tassé. Ceci prouve que l'électrisation ne pouvait être transportée par les grosses gouttes produites par l'éclatement des bulles, celles-ci étant arrêtées par la laine de verre.

Townsend montra également, lorsque du chlore est mis en liberté par l'action de l'acide chlorhydrique sur le bioxyde de manganèse, que le chlore avait une forte électrisation positive, et que l'oxygène produit lorsqu'on chauffe du permanganate de potassium transportait également avec lui une forte charge positive.

Townsend a montré que les gaz produits par électrolyse transportent avec eux des charges électriques considérables. Ainsi l'hydrogène que l'on obtient par électrolyse de l'acide sulfurique à des températures de 40° à 50° C. possède une charge positive considérable; la charge de l'hydrogène est excessivement petite en comparaison; elle est également positive. Quand ces gaz sont mis en liberté par électrolyse d'une solution de potasse caustique, l'électrisation de l'hydrogène est très faible, alors que l'oxygène possède une charge négative beaucoup plus considérable dont la valeur s'accroît rapidement avec la température. La nature des électrodes a également une influence considérable sur la quantité d'électricité qui apparaît dans le gaz. L'interprétation de ces résultats comme aussi de ceux de la mise en liberté des gaz électrisés par l'action d'acides sur les métaux est compliquée par l'effet produit par le barbotage des gaz à travers le liquide. Kosters, qui a étudié la question, attribue la plus grande partie de l'électrisation au barbotage à travers le liquide.

Townsend trouva que ces gaz électrisés possédaient la propriété remarquable de produire un brouillard lorsqu'ils passent dans un vase renfermant de la vapeur d'eau. Ce brouillard se produit même quand l'air dans le vase est éloigné de la saturation, et il ne nécessite pour sa production aucun abaissement de température analogue à celui que produirait la détente de l'air contenu dans le vase. Townsend trouva que, lorsque le gaz mis en liberté dans l'électrolyse n'était pas chargé, il ne se produisait aucun brouillard, et que le poids du brouillard produit, toutes choses égales d'ailleurs, était proportionnel à la charge du gaz. Il se produit cependant des brouillards dans des cas où on ne peut déceler aucune charge. Ainsi H.-A. Wilson ⁽¹⁾ a montré que, si l'on pulvérise à l'aide d'un pulvérisateur Gouy des solutions de sels, d'acides ou même de sucre et de glycérine dans un vase, et que l'on fasse passer l'air de ce vase dans une solution d'acide sulfurique, il se forme un brouillard quand cet air se dégage dans une atmosphère d'air humide. La cause de ce phénomène semble très nette; bien que le passage à travers l'acide sulfurique extraie l'eau des gouttes de la solution, l'acide ou le sel que ces dernières renferment est entraîné avec l'air à travers l'acide sulfurique. Lorsque celui-ci se dégage dans une atmosphère humide, l'eau se condense autour du sel ou de l'acide et forme des gouttes de solution. Les gouttes dans le brouillard ne sont pas constituées par de l'eau pure, mais par une

(1) H.-A. WILSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLV, 1898, p. 454.

solution, et, comme la pression de vapeur qui correspond à ces solutions est plus faible que celle qui correspond à l'eau pure, ces gouttes ne s'évaporent pas, bien que l'atmosphère ne soit pas saturée d'humidité.

Meissner a décrit également des brouillards non accompagnés d'électrisation qui sont produits lorsque l'air renfermant de l'ozone passe à travers une solution d'iodure de potassium. On peut les expliquer d'une manière analogue en supposant que l'ozone, en réagissant sur l'iodure de potassium, donne naissance à quelque substance qui se dissout rapidement dans l'eau quand elle vient en contact avec elle. Je pense qu'une telle explication est valable dans le cas des nuages produits par les gaz électrisés, car les transporteurs d'électricité sont évidemment des complexes de grandeur très considérable, Townsend ayant trouvé que leur mobilité était seulement environ $\frac{1}{8000}$ de celle des ions produits par les rayons de Röntgen sur les gaz. Si nous supposons que ces systèmes peuvent se dissoudre dans l'eau comme un acide ou un sel et abaisser la tension de vapeur, le processus de formation du nuage sera le même que dans les expériences de H.-A. Wilson.

Townsend mesura la vitesse de chute, le poids du brouillard et la quantité d'électricité qu'il transporte. La première de ces mesures donne la grandeur d'une goutte, la seconde le nombre des gouttes et la troisième la charge de l'une d'elles. Il trouva, dans l'hypothèse que chaque goutte est chargée, que la grandeur de la charge du transporteur d'électricité dans l'oxygène électrolytique était d'environ $5,1 \times 10^{-10}$ C. G. S. électrostatique.

Bloch mesura la mobilité dans un champ électrique des ions qui se produisent lorsque de l'hydrogène se dégage dans l'action de l'acide chlorhydrique sur le zinc, lorsqu'on prépare CO_2 avec du marbre et de l'acide chlorhydrique et lorsqu'on prépare de l'oxygène en chauffant du permanganate de potassium; il trouva que la mobilité était dans tous les cas de $\frac{1}{100}$ de millimètre par seconde. A partir de l'équation

$$X = 6\pi\mu aV,$$

où V représente la vitesse atteinte par une sphère de rayon a lorsqu'elle se meut sous l'action d'une force X dans un fluide dont le coefficient de viscosité est μ , nous trouvons, en supposant $V = 10^{-3}$, $\mu = 2 \times 10^{-1}$, $X = 3 \times 10^{-10} \times (\frac{1}{300})$, que $a = 2,5 \times 10^{-7}$. La grandeur de ces transporteurs est ainsi beaucoup supérieure à celle d'une simple molécule.

Ionisation produite par l'oxydation du phosphore.

208. Le cas d'ionisation par action chimique le mieux étudié est celui produit par l'oxydation du phosphore. L'air qui a passé sur du phosphore maintenu à une température moyenne possède la propriété de décharger les corps chargés positivement ou négativement C'était là un fait connu de Matteucci (1). Le phénomène fut également étudié par Naccari (2) et Elster et Geitel (3), puis découvert indépendamment quelque temps après par Shelford Bidwell (4); il a été depuis quelques années étudié particulièrement par Barus (5), Schmidt (6), Harms (7) et Bloch (8). Barus rechercha expérimentalement si les propriétés ioniques de l'air qui a passé sur du phosphore peuvent lui être enlevées par son passage à travers des pellicules minces constituées par des substances diverses. Les seules pellicules avec lesquelles il ne put obtenir d'effet appréciable étaient formées de papier mince, et cette action semblait plutôt due aux pores du papier qu'à la substance elle-même, car, en huilant ce dernier, toute transmission était arrêtée.

Barus trouva que l'air qui a passé sur du phosphore est très actif pour produire des condensations.

De l'hydrogène qui a passé sur du phosphore n'acquiert pas de conductibilité.

Des expériences récentes de Harms et Bloch ont apporté la preuve que la conductibilité de l'air qui a passé sur du phosphore était due à la présence d'ions. Bloch montra en effet que cette conductibilité peut lui être enlevée par son passage dans un champ électrique intense, ce qui est une propriété caractéristique d'un gaz ionisé.

Bloch et Harms ont montré que le courant qui passe à travers de l'air ayant circulé sur du phosphore peut atteindre la saturation, mais que, par suite de l'inertie des ions, il faut un champ très intense pour les attirer tous sur les électrodes. Bloch a déterminé la mobilité de ces ions dans un champ électrique et a montré que, comme dans tous les cas où les ions sont produits par une action chimique, elle est

(1) MATTEUCCI, *Encyclopedia Britannica*, édition 1855, t. VIII, p. 622.

(2) NACCARI, *Atti della Scienze de Torino*, t. XXV, 1890, p. 252.

(3) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, 1890, p. 321.

(4) SHELFORD BIDWELL, t. XLIX, 1893, p. 212.

(5) BARUS, *Experiments with ionised air*, Washington, 1901.

(6) G.-G. SCHMIDT, *Ann. d. Phys.*, t. X, 1903, p. 704.

(7) HARMS, *Phys. Zeits.*, t. IV, 1902, p. 111.

(8) BLOCH, *Ann. de Chimie et Phys.*, 8^e série, t. IV, 1905, p. 25.

très faible devant celle de ceux produits par les rayons de Röntgen. La mobilité des ions dans l'air qui a passé sur du phosphore est en effet pour la même valeur du champ électrique $\frac{1}{1000}$ de celle de ceux qui sont produits par les rayons de Röntgen. Ceci montre que leur grosseur est considérable, leur rayon étant de l'ordre de 10^{-6} cm. Bloch a déterminé également la valeur de α coefficient de recombinaison de ces ions et l'a trouvé égal à $\frac{1}{1000}$ de celui des ions dus aux rayons de Röntgen. L'ensemble des propriétés de l'air qui a passé sur du phosphore indique que les ions qu'il renferme sont constitués par certains oxydes du phosphore réunis autour des noyaux chargés. La production de brouillards, lorsque cet air vient au contact avec de l'air humide, concorde avec cette manière de voir.

Ces oxydes étant en effet solubles dans l'eau, ils en abaissent la tension de vapeur et en produisent par suite la condensation.

Il y a production d'ozone lorsque de l'oxygène passe sur du phosphore; mais Gœkel (1) a montré que l'on peut absorber l'ozone sans faire disparaître la conductibilité.

Harms et Bloch ont montré tous les deux que le nombre d'ions produits par le passage de l'oxygène sur du phosphore est très petit devant le nombre d'atomes d'oxygène qui entrent en combinaison.

Elster et Geitel (2) ont montré que la conductibilité produite par le passage de l'air sur du soufre à haute température est extrêmement faible comparée à celle qui est produite par le phosphore.

Conductibilité produite par hydratation.

209. Le Bon (3) a montré que l'hydratation ou la déshydratation de certains sels rendent conducteurs le gaz environnant. Le cas le plus curieux est celui présenté par le sulfate de quinine. Si on chauffe ce sel au-dessus d'une certaine température et si on le laisse refroidir, il devient phosphorescent et l'air qui l'entoure devient conducteur. Ceci est dû, semble-t-il, à une action chimique, et non à une émission de radiations ionisantes par le sulfate. Miss Gates fit de très nombreuses expériences sur ce sujet et trouva que l'action produite sur l'air disparaissait si on recouvrait le sulfate d'une feuille d'aluminium aussi mince qu'on pouvait se la procurer. Miss Gates et plus tard

(1) GÖEKL, *Phys. Zeits.*, t. IV, 15 aug. 1903.

(2) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. XXXIX, 1890, p. 321.

(3) LE BON, *Comptes rendus*, t. CXXX, 1900, p. 891.

Kalähne trouvèrent que le courant électrique allant de la quinine à l'air avait une valeur plus grande lorsque elle était chargée positivement et que la différence était plus accentuée dans le cas de l'hydratation que dans celui de la déshydratation. Ceci indique un excès d'ions positifs dans l'air.

On a également dans de nombreux cas production d'ions lorsqu'on déshydrate des sels à haute température. Un autre cas très intéressant d'une production analogue a été découvert par Beattie, et étudié par Garrett et Willows. Beattie trouva que, si on répand sur une plaque métallique un mélange de chlorure et d'iodure de sodium et chauffe la plaque quelque peu au-dessus de 300° , le sel émet de grandes quantités d'ions positifs et des quantités plus faibles d'ions négatifs. Le nombre de ces ions s'accroît très rapidement lorsque la température s'élève. Cet effet et d'autres semblables ont été étudiés par Garrett et Willows. Ils trouvèrent que l'ionisation observée par Beattie est due à la formation et à la dissociation subséquente de l'iodure du métal qui forme la plaque. En chauffant ZnCl^2 ou ZnI^2 sur des lames de platine, ils trouvèrent que ces sels à des températures supérieures à 350° C. émettent de grandes quantités d'ions. La vitesse d'émission croît rapidement avec la température. Ils trouvèrent également que, si on conserve à température constante une certaine quantité de ZnI^2 , la vitesse de production des ions diminue suivant une fonction exponentielle du temps, c'est-à-dire peut être représentée par une expression de la forme $e^{-\lambda t}$; à 360° C. la vitesse de production des ions tombe à un demi de sa valeur primitive au bout de 41 minutes environ. Ils déterminèrent également la mobilité des ions dans un champ électrique. Ils trouvèrent que, comme dans les autres cas d'ionisation par action chimique, la mobilité était très faible comparée à celle des ions produits par les rayons de Röntgen. Lorsque la température du sel atteignait 360° C., ils trouvèrent pour les ions positifs émanés de ZnCl^2 , ZnBr^2 ou ZnI^2 une mobilité de 6×10^{-3} cm : s. La mobilité des ions négatifs paraissait plus grande mais très irrégulière. Un point intéressant, permettant d'éclaircir certains points obscurs, serait de connaître la nature du transporteur de charge positive constituant le noyau de l'ion positif. Est-ce un atome de zinc ou un atome d'hydrogène provenant de l'humidité que doit toujours contenir un sel hygroscopique?

De nombreux sels chauffés au rouge émettent de beaucoup plus grandes quantités d'ions que les métaux à la même température. Certains émettent un excès d'ions négatifs, certains autres un excès

d'ions positifs; tous les oxydes inférieurs que j'ai étudiés émettent un excès d'ions négatifs, alors que tous les phosphates donnent l'effet inverse.

Il y a beaucoup d'autres cas dans lesquels il est probable qu'une action chimique est la cause de l'émission de corpuscules et provoque ainsi une séparation des deux électrisations. Nous avons vu que, lorsque des métaux sont excités par l'action de la lumière ultraviolette, d'une température élevée, des rayons de Röntgen ou des radiations des substances radioactives, les atomes du métal émettent des corpuscules. Le même effet ne peut-il se produire sous l'influence d'une excitation ou d'une perturbation à laquelle serait soumis l'atome lorsqu'il prend part à une réaction chimique. Il semble probable qu'il se produise un effet analogue si on considère la façon dont se comportent les oxydes de calcium et de baryum, qui, comme Wehnelt l'a montré, émettent de grandes quantités de corpuscules lorsqu'ils sont chauffés. Il ne semble pas cependant que ceci soit dû à la haute température de l'atome de calcium dans ces composés; s'il en était ainsi en effet, on devrait s'attendre à trouver des vitesses d'émission du même ordre de grandeur pour différents composés du calcium et pour le métal lui-même. Or elle est beaucoup plus grande pour l'oxyde que pour le métal ou pour tout autre sel étudié jusqu'à présent; il est vrai que le phosphate émet à des températures pas très élevées un excès d'électricité positive au lieu d'un excès de corpuscules. Ceci suggère l'hypothèse que dans le cas de l'oxyde il se produit des changements chimiques au cours desquels les atomes de calcium sont troublés et émettent une grande quantité de corpuscules.

On sait que dans le cas de l'oxyde de baryum, qui émet également des corpuscules lorsqu'on le chauffe, il se produit une transformation d'un oxyde dans un autre à haute température; on peut présumer que, au cours de ces transformations, les atomes de baryum sont troublés et que c'est là la cause de l'émission.

*Électrisation produite par le barbotage de l'air dans l'eau
et par le rejaillissement des gouttes.*

210. Lord Kelvin (1) a montré que l'air qui a barboté dans l'eau transporte avec lui une charge négative, la valeur de cette charge

(1) Lord KELVIN, *Proc. Roy. Soc.*, t. LVII, 1894, p. 335.

dépendant du degré de pureté de l'eau. En ajoutant des sels ou des acides à l'eau, on diminue l'effet et dans quelques cas on inverse le signe de l'électrisation. Cet effet, très étroitement relié au rejaillissement des gouttes, avait été autrefois étudié par Lenard (1). Son attention avait été attirée sur cette question par le fait bien connu qu'on observe des effets exceptionnels dans les phénomènes d'électricité atmosphérique au pied des chutes d'eau, lorsque l'eau tombe sur des rochers et rejaillit en pluie fine. Lenard trouva que lorsqu'une goutte d'eau rejaillit sur une plaque, l'eau prend une charge positive, tandis que l'air environnant s'électrise négativement.

Le degré de pureté de l'eau a une influence remarquable sur la valeur de l'électrisation. C'est ainsi que Lenard trouva cet effet très marqué avec l'eau exceptionnellement pure d'Heidelberg, tandis qu'il était presque insensible avec celle moins pure de Bonn. Il trouva également que l'air prenait une charge positive au lieu d'une charge négative lorsqu'on faisait rejaillir des gouttes d'une solution faible de chlorure de calcium. De même l'éclaboussement des gouttes de pluie électrise l'air négativement, alors que les embruns des vagues au bord de la mer produisent une électrisation positive. J'ai trouvé (2) dans quelques expériences faites sur ce sujet que des traces extrêmement faibles de certaines substances produisaient des effets extrêmement considérables. Ainsi, quelque grand que fût le pouvoir colorant de la rosaniline, j'ai pu déceler électriquement sa présence dans l'eau avant que sa coloration ne fût appréciable.

Kosters (3) trouva que, tandis que l'air qui barbote dans l'eau pure s'électrise négativement, il suffit d'ajouter à l'eau 0,007 pour 100 d'acide sulfurique pour qu'il s'en dégage électriquement neutre; si l'on en ajoute un peu plus, il s'électrise positivement, la valeur de cette électrisation étant toutefois plus faible que celle de l'électrisation négative produite par l'eau pure.

Lord Kelvin (4), Maclean et Galt ont étudié les effets produits, par l'addition de sels et d'acides à l'eau sur l'électrisation de l'air qui barbote à son travers.

Lorsque de l'air barbote à travers l'eau, ou lorsqu'il se produit une augmentation brusque de la surface de la goutte par suite de son

(1) LENARD, *Wied. Ann.*, t. XLVI, 1892, p. 584.

(2) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXXVII, 1894, p. 341.

(3) KOSTERS, *Wied. Ann.*, t. XIX, 1899, p. 12.

(4) LORD KELVIN, MACLEAN and GALT, *Phil. Trans.*, A. 1898.

éclaboussement contre un plan, une surface nouvelle d'eau vient en contact avec l'air. Si, comme il semble que ce soit le cas, une double couche électrique se forme sur cette surface, et si les ions qui dans cette couche sont en contact avec l'air, proviennent de ce dernier, on doit laisser dans l'air un excès d'ions négatifs si le feuillet extérieur est positif et un excès d'ions positifs s'il est négatif.

Lenard (1) trouva qu'en dehors de l'eau et des solutions aqueuses de nombreux liquides produisaient des phénomènes analogues. Le mercure produit des effets très grands du même signe que ceux de l'eau. Si on agite vigoureusement du mercure dans un flacon et si on en aspire l'air, on trouve qu'il a une forte charge négative. La térébenthine donne un effet analogue et intense de signe opposé à celui de l'eau, l'air prend une charge positive, la térébenthine se charge négativement. Le rejaillissement du sulfure de carbone donne également naissance à une électrisation considérable de même signe que dans le cas de l'eau.

La nature du gaz environnant a également une influence considérable. Ainsi Lenard a trouvé que le rejaillissement de l'eau dans l'hydrogène donnait lieu à une électrisation moindre que dans l'air. En employant de l'hydrogène très soigneusement purifié, j'ai obtenu une électrisation très faible et de signe opposé à celle que l'on observe dans l'air.

Des expériences récentes de Kähler (2) ont montré que l'absence de charge que l'on constate dans l'air qui a barboté à travers des solutions salines n'est pas due à l'absence d'ions, mais à ce que les ions positifs et négatifs s'y trouvent en nombre égal. Avec de l'eau pure, on a seulement des ions négatifs. Aselmann (3) a montré que les ions produits lors du rejaillissement des gouttes ont des grosseurs très différentes; c'est ainsi que les mobilités des ions négatifs observés dans le rejaillissement de l'eau pure varient de $4 \text{ cm} : \text{s}$ à $2,7 \times 10^{-1} \text{ cm} : \text{s}$, la majorité des ions ayant des mobilités comprises entre 4 et $1,6 \times 10^{-2} \text{ cm} : \text{s}$. Il trouva pour les ions négatifs produits par le rejaillissement d'une solution de NaCl à 0,2 pour 100 des mobilités comprises entre $4 \text{ cm} : \text{s}$ et $1,9 \times 10^{-3} \text{ cm} : \text{s}$, tandis que pour les ions positifs elles variaient entre $8,8 \times 10^2 \text{ cm} : \text{s}$ et $3,4 \times 10^{-4} \text{ cm} : \text{s}$.

(1) LENARD, *Wied. Ann.*, t. XLVI, 1892, p. 584.

(2) KÄHLER, *Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 1119.

(3) ASELMANN, *Ann. der Phys.*, t. XIX, 1906, p. 960.



CHAPITRE XV.

DÉCHARGE DISRUPTIVE.

211. Nous avons jusqu'ici étudié plus spécialement des cas dans lesquels l'ionisation était produite indépendamment du champ électrique agissant sur le gaz. Nous allons maintenant en examiner d'autres où l'ionisation est due principalement à l'action du champ lui-même, qui, avant de produire le courant à travers le gaz, a tout d'abord rendu celui-ci conducteur. Nous avons déjà considéré, pages 270 et suivantes, des cas où l'ionisation est produite par un champ électrique. Nous allons examiner le plus fréquent de ces phénomènes, la décharge disruptive. Supposons, pour simplifier, que nous ayons deux grandes plaques métalliques parallèles et rapprochées. Supposons-les reliées à une puissante batterie d'accumulateurs ou à tout autre appareil permettant de produire entre elles une différence de potentiel. Si nous débutons avec une très petite différence de potentiel, le seul courant qui passera entre elles sera le courant très faible dû à l'ionisation spontanée. Ce courant n'est pas lumineux et est proportionnel à la distance entre les plaques; en les rapprochant l'une de l'autre, on peut le rendre aussi faible que l'on veut. Si on mesure la différence de potentiel, on atteint à un moment où il passe un courant accompagné de lumière; quand on a atteint ce point disruptif, la différence de potentiel entre les plaques reste approximativement constante, même lorsqu'on augmente le nombre d'éléments de la batterie dans le circuit de laquelle sont disposées les plaques. La différence de potentiel entre elles quand l'étincelle passe dépend de leur distance, c'est-à-dire de la longueur de l'étincelle, de la nature et de la pression du gaz qui les entoure. De nombreux observateurs ont recherché la relation entre ces quantités. Avant d'examiner leurs résultats, il sera utile d'étudier quelques propriétés de l'étincelle qui ont une influence considérable sur l'exactitude de telles observations.

212. Nous appellerons différence de potentiel explosive la plus

grande différence de potentiel que l'on puisse appliquer aux électrodes durant un temps indéfini sans provoquer le passage d'une étincelle. Il ne faut pas supposer cependant que, toutes les fois que l'on appliquera aux électrodes une différence de potentiel juste un peu supérieure à celle-ci, une étincelle passera. Il arrive fréquemment, si la différence de potentiel est appliquée seulement durant un court instant, que l'air puisse supporter une différence de potentiel supérieure au potentiel disruptif sans être traversé par une étincelle. C'est ainsi que Faraday (1) avait observé, il y a longtemps, qu'il faut pour que la première étincelle passe une différence de potentiel plus grande que celle qui est nécessaire pour maintenir les suivantes quand elles ont commencé. Il avait observé également que l'effet produit par une première étincelle facilitait le passage des suivantes et que cette influence ne disparaissait pas avant quelques minutes. J'ai trouvé (2) qu'en desséchant le gaz avec un soin extrême on le rend capable de supporter sans se laisser traverser par une étincelle une différence de potentiel 3 ou 4 fois aussi grande que celle qui est suffisante pour en provoquer une dans un gaz moins parfaitement desséché. Il semble cependant que le gaz sec se trouve dans un état instable, car, dès que l'on a forcé une étincelle à passer à son travers, la différence de potentiel entre les plaques tombe à la valeur qu'elle prend dans le cas d'un gaz humide, et le gaz ne peut plus supporter une différence de potentiel supérieure avant d'être resté en repos plusieurs minutes.

Ceci donne à penser que, si nous avons un gaz parfaitement sec, il ne serait pas possible de le faire traverser par une étincelle. Le gaz serait pourtant dans un état instable, comparable à celui d'une solution sursaturée dans laquelle il faut introduire un corps étranger pour que la cristallisation commence, cette dernière une fois commencée, continuant cependant jusqu'à ce que la sursaturation ait cessé. Cet état serait comparable également à celui d'un gaz sursaturé de vapeur d'eau pour la condensation de laquelle la présence de noyaux est nécessaire autour desquels les gouttes puissent se condenser. La tendance que peut avoir un gaz à prendre cet état électriquement instable est beaucoup diminuée par la présence d'humidité ou de gaz provenant de flammes, d'étincelles ou d'arcs, par l'illumination de la cathode, par la lumière ultraviolette, par l'exposition de l'intervalle explosif aux rayons de Röntgen ou de Becquerel, en un

(1) FARADAY, *Experimental Researches*, § 1417.

(2) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXXVI, 1893, p. 313.

mot par tout agent qui introduit des ions dans le champ. Warburg (1) a fait des recherches très étendues sur les effets produits par plusieurs de ces agents sur le passage d'étincelles. La méthode qu'il employait consistait à mesurer l'intervalle de temps qui s'écoulait entre l'instant de l'application d'une différence de potentiel supérieure au potentiel explosif et le passage de l'étincelle. Cet intervalle de temps, qui peut atteindre plusieurs minutes lorsque la différence de potentiel appliquée dépasse à peine le potentiel explosif, diminue à mesure que la différence de potentiel s'accroît; nous l'appellerons retard de l'étincelle. Sa valeur a une influence notable sur de nombreux phénomènes dépendant de cette dernière. C'est ainsi par exemple que s'il est grand et qu'on emploie pour produire l'étincelle une bobine d'induction ou tout autre appareil produisant un potentiel à variations rapides, les électrodes peuvent supporter, pendant la courte durée d'action du champ, une différence de potentiel qui produirait une étincelle si le retard était moindre. Dans ce cas, un agent extérieur peut la faire passer en diminuant la durée du retard, même sans avoir aucune action sur le potentiel explosif lui-même. Un exemple remarquable d'une telle action est l'effet produit par la lumière ultraviolette sur des étincelles éclatant entre les pôles d'une bobine d'induction. Hertz (2) a montré que, si on exposait l'intervalle explosif à une telle lumière, on facilitait le passage de l'étincelle; Wiedemann et Ebert (3), que si l'on protégeait par un écran l'électrode négative en laissant illuminés l'intervalle explosif et l'électrode positive, il ne se produisait aucune action; nous avons vu (Chap. X) que l'illumination d'un corps électrisé négativement provoque une décharge d'ions négatifs et qu'il n'y a pas production d'ions lorsque le corps est électrisé positivement. Swyngedauw (4) a trouvé que, si l'électrode positive avait de grandes dimensions, son éclairement favorisait la production de l'étincelle. Il se peut qu'avec de grandes électrodes il puisse y avoir réflexion d'une quantité de lumière suffisante sur l'électrode négative ou sur des corps placés dans le voisinage de l'électrode positive et électrisés négativement par induction, ce qui leur ferait émettre des ions.

(1) WARBURG, *Sitz. Akad. d. Wissensch.*, Berlin, t. XII, 1896, p. 223; *Wied. Ann.*, t. LIX, 1896, p. 1; t. LXII, 1897, p. 385.

(2) HERTZ, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 983.

(3) E. WIEDEMANN et EBERT, *Wied. Ann.*, t. XXXIII, 1888, p. 241.

(4) SWYNGEDAUW, *Rapports présentés au Congrès international de Physique*, Paris, t. III, 1900, p. 164.

Wiedemann et Ebert (*loc. cit.*) ont montré que la nature du gaz environnant avait une influence considérable sur la grandeur de l'effet produit par la lumière ultraviolette, effet surtout marqué dans le cas de l'acide carbonique. (Les courants dus aux effets photo-électriques sont beaucoup plus intenses dans ce gaz que dans l'air.)

Warburg (1) a montré que le principal effet de la lumière ultraviolette était de diminuer le retard et que l'action sur le potentiel explosif était relativement faible. Les nombres donnés dans la Table suivante et extraits d'un Mémoire de Warburg le montrent nettement. On produisait la différence de potentiel au moyen d'une batterie d'accumulateurs, et un contact alternatif ouvrait et fermait le circuit, établissant la différence de potentiel aux pôles de l'intervalle explosif durant un court intervalle de temps; dans le cas présent, 0,0012 seconde. Les fractions portées dans la Table ont pour numérateur le nombre de passages de l'étincelle, la différence de potentiel étant appliquée pendant le temps indiqué, et pour dénominateur le nombre d'applications de la différence de potentiel. Ainsi la fraction $\frac{0}{10}$ indique que l'étincelle ne passait jamais, et la fraction $\frac{10}{10}$, qu'elle passait toujours. Le gaz employé dans les expériences était l'hydrogène à une pression de 11^{mm} de mercure. Le potentiel explosif atteignait 960 volts à la lumière du jour, 1080 à la lumière directe d'une lampe à arc et 1260 quand cette lumière traversait une lame de verre. Les électrodes étaient des sphères de platine de 7^{mm} de diamètre, et la longueur de l'étincelle, 4^{mm},5.

	DIFFÉRENCE DE POTENTIEL EN VOLTS.												
	960.	1440.	1500.	1920.	2040.	2940.	3000.	3960.	5040.	6000.	7020.	7920.	8940.
Dans l'obscurité.....							$\frac{0}{10}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{1}{10}$	$\frac{2}{10}$	$\frac{4}{10}$	$\frac{7}{10}$	$\frac{8}{10}$
A la lumière du jour.....			$\frac{1}{10}$		$\frac{3}{10}$	$\frac{8}{10}$							
A la lumière de l'arc traversant une plaque de verre.....		$\frac{10}{10}$		$\frac{10}{10}$									
A la lumière de l'arc.....	$\frac{0}{10}$		$\frac{10}{10}$										

On voit, d'après cette Table, que, tandis que, dans l'obscurité,

(1) WARBURG, *Sitz. Akad. d. Wissenschaften*, Berlin, t. XII, 1896, p. 223.

l'étincelle ne passe pas toujours, même quand la différence de potentiel atteint 9 fois la valeur requise pour en faire éclater une lorsque le champ est appliqué d'une manière continue, une différence de potentiel à peine un peu supérieure au minimum requis suffit à la provoquer à la lumière de l'arc. La Table montre également que la lumière du jour diminué le retard d'une façon appréciable.

Warburg (1) a montré également que le retard était beaucoup plus considérable dans un gaz très sec que dans un gaz renfermant une petite quantité de vapeur d'eau. On a déjà fait allusion à cette difficulté que l'on rencontre à faire passer une étincelle dans un gaz très soigneusement desséché.

L'importance du retard au point de vue du mécanisme de la décharge par étincelle semble avoir été compris pour la première fois par Jaumann. Il montra que, pendant sa durée, il devait se produire une modification transformant le gaz d'isolant en conducteur. Il ne put déceler aucune luminosité durant cette transformation, même dans l'obscurité la plus complète, et ni Jaumann ni Warburg ne purent montrer, par des expériences directes faites avec des électroscopes, une indication quelconque du passage d'un courant à travers le gaz durant cette période. Warburg cependant observa à basse pression quelques effets semblant indiquer qu'il y a à ce moment passage d'un courant à travers le gaz, trop faible il est vrai pour pouvoir être décelé par un électroscope ou pour produire une luminosité.

Ce qui contribue à rendre ce fait évident est l'effet produit par un aimant sur la décharge à travers un gaz à basse pression. Un champ magnétique transversal arrête une décharge, cet effet étant dû à la déviation des ions qui transportent le courant. Warburg a également montré que le champ magnétique non seulement entrave la décharge lumineuse, mais accroît considérablement la durée du retard. Il en conclut qu'il y a durant ce retard un faible courant, essentiel pour la production de l'étincelle, et que le champ magnétique, en le déviant, prolonge l'intervalle de temps qui doit s'écouler avant qu'une étincelle puisse passer. Walter (2), en prenant des photographies d'étincelles sur des plaques animées de mouvements rapides, a montré

(1) WARBURG, *Wied. Ann.*, t. XII, 1897, p. 385.

(2) JAUMANN, *Ib.*, t. LV, p. 656.

(3) WARBURG, *Ib.*, t. LXII, p. 385.

(4) WALTER, *Ib.*, t. LXVI, p. 636; t. LXVIII, p. 776.

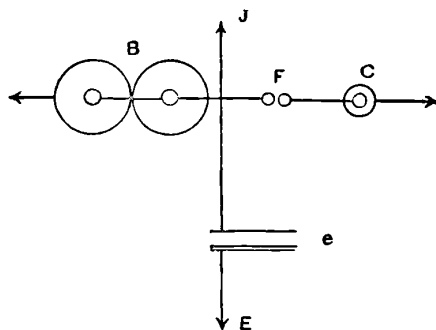
qu'une étincelle brillante est précédée d'aigrettes faiblement lumineuses. Nous verrons, en étudiant la théorie de la décharge par étincelles, que la formation d'un courant préliminaire est nécessaire à sa production, à moins toutefois que la différence de potentiel ne soit très grande.

*Action de variations rapides du potentiel des pôles
sur le passage de la décharge.*

213. Jaumann ⁽¹⁾ a fait quelques expériences intéressantes sur l'effet produit sur la longueur de l'étincelle par des variations rapides des conditions électriques des électrodes. Les expériences sont du type suivant.

Le courant principal provenant d'une machine électrique chargeait le condensateur B, le condensateur C pouvant l'être par l'intervalle

Fig. 108.



d'air F. C avait une capacité de 55^{mm}, tandis que B était constitué par une batterie de bouteilles de Leyde dont la capacité était environ 1000 fois plus grande. Un fil était relié aux armatures internes de B et se terminait à environ 5^{mm} au-dessus de la plaque E qui était à la terre. Une décharge lumineuse passait du fil à la plaque, et la différence de potentiel entre les armatures des bouteilles restait constante et égale à environ 12 unités électrostatiques.

En rapprochant brusquement l'une de l'autre les boules de l'intervalle F, il y passait une étincelle de 5^{mm} de longueur environ, et de plus une étincelle brillante éclatait en e, où il n'y avait auparavant qu'une simple luminosité. Le passage de l'étincelle en F mettait le condensateur C en relation avec B, produisant ainsi une variation

(¹) JAUMANN, *Wien. Sitzungber.*, t. XCVII, 1888, p. 765.

rapide du potentiel du fil, et il en résultait une décharge en E. A la suite d'expériences ainsi conduites, Jaumann arriva à cette conclusion que, si V désigne la différence de potentiel entre les électrodes, il faut que $V \frac{dV}{dt}$, et non pas seulement V , ait une valeur définie. Si donc nous pouvions faire varier la différence de potentiel avec une rapidité assez grande, il pourrait se produire une étincelle même pour des valeurs inférieures au potentiel explosif. Je ne vois pas cependant que les expériences justifient cette conclusion. Il ne faut pas oublier qu'en ajoutant le petit condensateur, nous produisons des oscillations électriques et que, pendant leur durée, la valeur maxima du potentiel peut en certains points dépasser de beaucoup la valeur qu'il peut avoir lorsqu'elles ont cessé. Supposons aussi, pour prendre un cas très simple, que A soit une très grande bouteille, B une très petite. Au début A est chargée, B ne l'est pas. Leurs armatures externes sont reliées à la terre. Si l'on relie brusquement les armatures internes de A et de B, quoique le potentiel final de B soit plus petit que le potentiel initial de A, la valeur maximum qu'il atteindra durant les oscillations sera près de deux fois celle du potentiel initial de A. Si donc on réunissait brusquement B à A, une étincelle pourrait passer entre les plaques de B, bien que B puisse supporter sans étincelle une différence de potentiel égale à celle existant originellement en A.

Le passage de cette étincelle serait dû à l'oscillation qui produirait un grand accroissement du potentiel maximum et n'indiquerait pas nécessairement qu'avec une différence de potentiel donnée, l'étincelle passe plus facilement pendant l'état variable que pendant l'état permanent.

Ce point a été l'objet de controverses nombreuses; on le désigne souvent sous le nom de question du *potentiel explosif constant*. Il a été discuté par Jaumann (1), Swyngedauw (2) et K.-R. Johnson (3).

Variations du potentiel explosif avec la longueur d'étincelle et la pression du gaz.

214. Les premières mesures de la différence de potentiel requise pour

(1) JAUMANN, *Wied. Ann.*, t. LV, 1895, p. 656; *Wien. Sitz.*, t. XC VII, 1888, p. 765.

(2) SWYNGEDAUF, Thèse. *Contribution à l'étude des décharges*, 1897.

(3) JOHNSON, *Drude's Ann.*, t. III, 1900, p. 460; t. V, 1901, p. 121.

produire une étincelle à travers l'air à la pression atmosphérique furent faites par Lord Kelvin ⁽¹⁾ en 1860.

Depuis ce sujet a beaucoup attiré l'attention, et d'importantes recherches ont été faites par Baille ⁽²⁾, Liebig ⁽³⁾, Paschen ⁽⁴⁾, Peace ⁽⁵⁾, Orgler ⁽⁶⁾, Strutt ⁽⁷⁾, Bouty ⁽⁸⁾, Earhart ⁽⁹⁾, Carr ⁽¹⁰⁾ et Russel ⁽¹¹⁾, Hobbs ⁽¹²⁾ et Kinsley ⁽¹³⁾. Les valeurs de la différence de potentiel explosive données par les premiers expérimentateurs sont systématiquement quelque peu supérieures à celles trouvées dans des conditions semblables par les plus récents observateurs; ceci est dû sans doute à ce que, dans les dernières expériences, on s'est davantage efforcé d'éliminer les effets dus au retard. Chaque fois en effet que ce dernier se produit, la différence de potentiel au moment du passage de l'étincelle a une valeur supérieure au minimum requis pour son passage. Nous rendrons compte tout d'abord d'une façon générale des expériences faites sur ce sujet, réservant pour la fin du Chapitre les Tables renfermant les résultats numériques mentionnés par ces divers [physiciens.

Considérons tout d'abord le cas où les électrodes ont des dimensions suffisamment grandes par rapport à la distance qui les sépare et sont disposées de telle sorte que les lignes de force électriques soient parallèles entre elles. Cette condition serait remplie avec des électrodes planes parallèles disposées à une distance l'une de l'autre qui ne serait qu'une petite fraction de leurs dimensions. C'est approximativement là le cas avec la disposition la plus fréquemment adoptée, où les électrodes sont constituées par des portions de sphères de grand rayon et voisines l'une de l'autre.

Tout d'abord, la différence de potentiel nécessaire à la production d'une étincelle de longueur donnée ne dépend pas du métal dont sont

(1) LORD KELVIN, *Collected Papers on Electrostatics and Magnetism*, p. 247.

(2) BAILLE, *Annales de Chimie et de Physique*, 5^e série, t. XXV, 1882, p. 486.

(3) LIEBIG, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXIV, 1887, p. 106.

(4) PASCHEN, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 79.

(5) PEACE, *Proc. Roy. Soc.*, t. LII, 1892, p. 99.

(6) ORGLER, *Drude's Ann.*, t. I, 1900, p. 159.

(7) STRUTT, *Phil. Trans.*, t. CXCIII, 1900, p. 377.

(8) BOUTY, *Comptes rendus*, t. CXXXI, 1900, p. 469, 503.

(9) EARHART, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. I, 1901, p. 147.

(10) CARR, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXI, 1903, p. 374.

(11) RUSSELL, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. XI, 1906, p. 237.

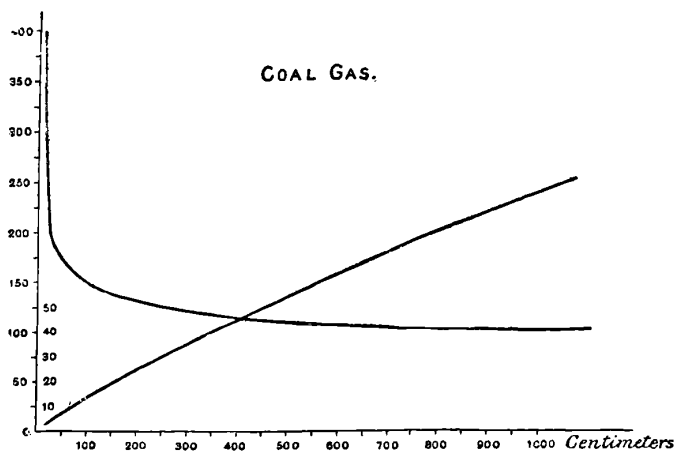
(12) HOBBS, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. X, 1905, p. 617.

(13) KINSLEY, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IX, 1905, p. 692.

formées les électrodes (il est possible que des électrodes d'aluminium ou de magnésium fassent exception à cette règle). Des expériences sur ce point ont été faites par Righi⁽¹⁾, Peace et Carr. Righi a essayé des électrodes de charbon, de bismuth, d'étain, de plomb, de zinc et de cuivre et a obtenu la même différence de potentiel avec toutes ces substances. Peace (*loc. cit.*) fit des expériences très soignées en se servant d'électrodes de zinc et de laiton, et ne put déceler la moindre différence dans la valeur de la différence de potentiel requise pour le passage de l'étincelle. Carr trouva que le potentiel explosif était le même avec des électrodes de laiton, de fer, de zinc, d'aluminium. D'autre part, De la Rue et Muller⁽²⁾ arrivèrent à cette conclusion que des étincelles passaient plus facilement entre des électrodes d'aluminium qu'entre des électrodes constituées par un autre métal, mais que, cette exception mise à part, la nature des électrodes n'avait aucune influence sur la longueur d'étincelle. Il est à remarquer que la chute cathodique de potentiel, qui est reliée très étroitement au potentiel explosif, est à peu près la même pour des électrodes de tous les métaux employés par Righi; pour des électrodes d'aluminium et de magnésium, elle est nettement plus petite.

La relation entre le potentiel explosif et la longueur d'étincelle

Fig. 109.



est donnée par les courbes des figures 109, 110, 111 et 112, pour l'air, l'hydrogène, l'acide carbonique et le gaz d'éclairage à la pression

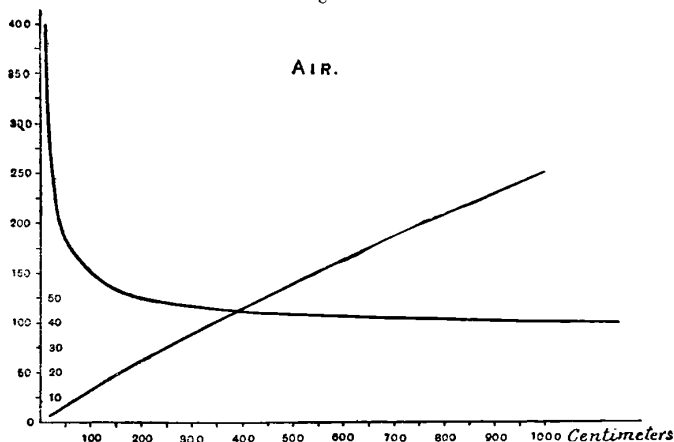
(1) RIGHI, *Nuovo Cimento*, 2^e série, t. XVI, 1876, p. 97.

(2) DE LA RUE et MULLER, *Phil. Trans.*, t. CLXIX, 1898, p. 93.

atmosphérique. Les ordonnées sont proportionnelles à la différence de potentiel nécessaire pour produire une étincelle dont la longueur est égale à l'abscisse.

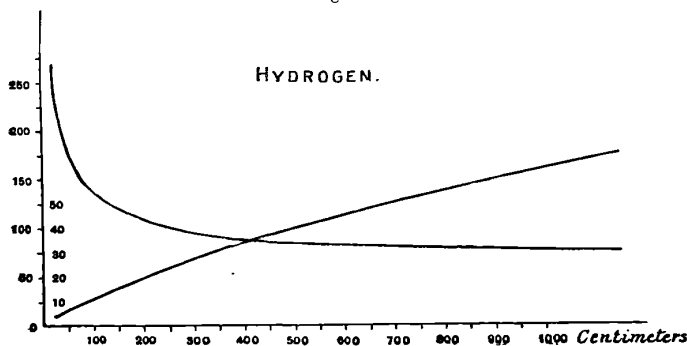
Les courbes (fig. 109-112) sont dues à Liebig (*loc. cit.*), qui employait

Fig. 110.



des électrodes sphériques de 19^m, 5 de diamètre. Les courbes qui se relèvent le long de l'axe des *y* représentent la relation entre la lon-

Fig. 111.



gueur d'étincelle et la valeur moyenne de l'intensité du champ, soit $\frac{V}{d}$, *V* étant le potentiel explosif et *d* la distance explosive.

On verra que, sauf pour de très courtes étincelles, les courbes représentant la relation entre *V* et *d* sont approximativement des lignes droites. Pour des étincelles de longueur modérée la relation entre *V* et *d* serait de la forme

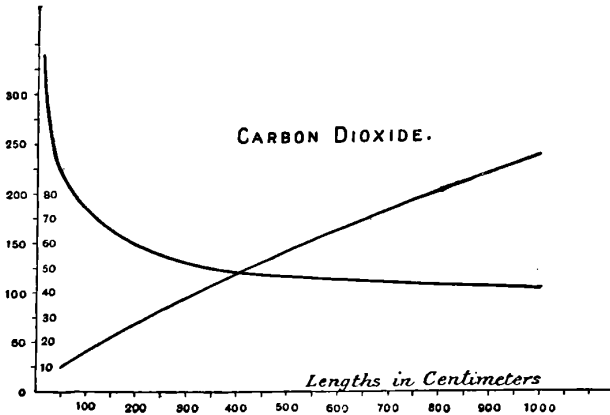
$$V = a + bd,$$

où a et b sont des constantes. Chrystal ⁽¹⁾ a montré que la relation simple

$$V = 4,997 + 99,593d,$$

où V est mesuré en unités électrostatiques et d en centimètres, con-

Fig. 112.



corde avec les très nombreuses expériences de Baille sur le potentiel explosif dans l'air à la pression atmosphérique pour des longueurs d'étincelle supérieures à 2^{mm}, aussi bien que la formule plus compliquée

$$V^2 = 10\,500(d + 0,08)d,$$

proposée par Baille lui-même.

Carey Foster et Pryson ⁽²⁾ ont trouvé également que la relation linéaire $V = a + bd$ était celle qui représentait le mieux les résultats de leurs expériences sur la différence de potentiel requise pour le passage d'une étincelle à travers un gaz à la pression atmosphérique.

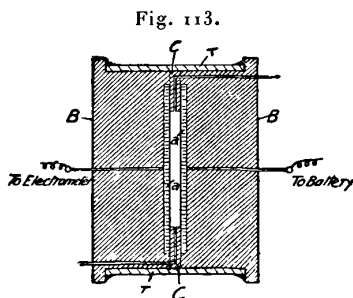
215. Les courbes que nous avons représentées ne donnent pas d'indications sur la relation entre le potentiel explosif et la longueur d'étincelle quand cette dernière est extrêmement faible. Quand elle tombe en dessous d'une certaine limite inversement proportionnelle à la pression et que nous appellerons *longueur d'étincelle critique*, la différence de potentiel passe par un minimum, et, si on la diminue de plus en plus, le potentiel explosif commence et continue à croître jusqu'à ce qu'elle tombe au-dessous de 10^{-4} cm. A

⁽¹⁾ CHRYSTAL, *Proc. Roy. Soc. Edin.*, t. XI, 1882, p. 487.

⁽²⁾ CAREY FOSTER et PRYSON, *Chemical News*, t. XLIX, 1884, p. 114.

ce moment elle diminue très rapidement. Peace observa le premier cet accroissement du potentiel explosif dû à une diminution de la longueur d'étincelle. La longueur d'étincelle critique à la pression atmosphérique étant extrêmement faible, soit environ $\frac{1}{100}$ de millimètre, il est difficile d'expérimenter avec des étincelles assez courtes pour montrer cet effet. Mais comme elle est inversement proportionnelle à la pression, on peut, en diminuant cette dernière, accroître la distance critique jusqu'à en rendre l'observation relativement facile. Un des moyens les plus simples pour observer cet effet consiste dans l'emploi d'électrodes légèrement incurvées et dans l'observation des positions de l'étincelle lorsqu'on les rapproche l'une de l'autre. Lorsque les électrodes sont encore à quelque distance, l'étincelle suit la ligne la plus courte entre elles; si on les rapproche, on verra que l'on atteint un point où l'étincelle ne suit pas la plus courte distance, mais prend en allant sur le côté un chemin plus long, ce qui montre qu'il est plus aisé de produire une longue étincelle qu'une courte. Avec ce dispositif la différence de potentiel nécessaire au passage de l'étincelle ne varie pas lorsqu'on les rapproche; elle reste constante et égale à la différence de potentiel minimum.

La longueur d'étincelle reste également constante et égale à la longueur d'étincelle critique. La position de l'étincelle est déterminée par la condition qu'elle passe au point où la distance entre les électrodes est égale à la longueur d'étincelle critique. Pour mesurer l'accroissement de la différence de potentiel dû à la diminution de la longueur explosive, il est nécessaire d'employer des électrodes parfaitement planes et parallèles; avec ce dispositif, en effet, on diminue nécessairement la longueur de l'étincelle en les rapprochant. La figure 113 représente les électrodes employées par Carr (*loc. cit.*);



elles étaient constituées par deux plaques planes de laiton serties dans de l'ébonite et séparées par des anneaux également en ébonite

et de différentes épaisseurs. Avec cet appareil Carr obtint les résultats donnés dans les Tables suivantes :

Pression 2^{mm},02. Gaz, air.

Distance explosive. mm	Potentiel explosif en volts.
1.....	558
2.....	371
3.....	357
5.....	376
10.....	472

Pression 1^{mm},05. Gaz, air.

Distance explosive. mm	Potentiel explosif en volts.
1.....	1826
2.....	594
3.....	397
5.....	355
10.....	379

Cet effet est même plus marqué dans l'hydrogène, comme le montre la Table suivante :

Pression 2^{mm},6. Gaz, hydrogène.

Distance explosive. mm	Potentiel explosif en volts.
1.....	1781
2.....	462
3.....	398
5.....	285
10.....	317

Dans chaque cas le potentiel explosif relatif à l'étincelle la plus courte est plus grand que celui relatif à la plus grande. Quand la longueur d'étincelle tombe au-dessous de $5,10^{-1}$ cm, le potentiel explosif, comme l'a montré Earhart, tombe rapidement. Nous reverrons ce point plus loin. Les changements remarquables que l'on observe dans l'apparence de la décharge lorsque les électrodes sont très rapprochées prouvent également l'existence d'une longueur d'étincelle critique. C'est ainsi que au cours de quelques expériences

relatives à la décharge entre de grandes plaques parallèles, j'ai ⁽¹⁾ observé qu'à de très basses pressions la décharge partait du dessous de la plaque inférieure constituant l'électrode positive et allait à la face supérieure de l'autre, sans qu'il y ait entre les plaques une décharge lumineuse. Ceci montrait que la décharge franchissait plus facilement ce chemin plus long que la distance beaucoup plus courte entre les plaques. Les figures 114 et 115, reproductions données par

Fig. 114.

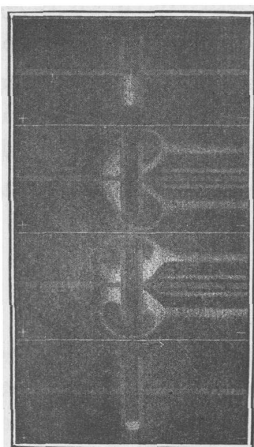
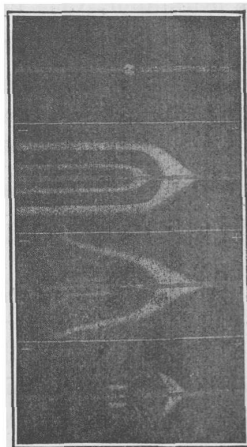
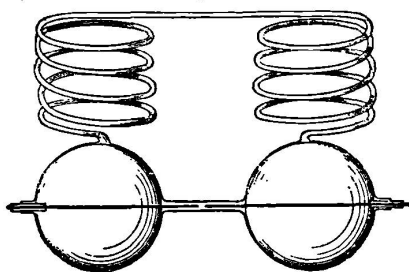


Fig. 115.



Lehmann ⁽²⁾ de l'apparence présentée au microscope par la décharge entre des électrodes de différentes formes et très voisines, sont encore un

Fig. 116.



exemple de ce phénomène. Une expérience célèbre due à Hittorf ⁽³⁾ et représentée figure 116 en est un autre exemple. Les deux électrodes sont éloignées seulement de 1^{mm}.

⁽¹⁾ J.-J. THOMSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. V, 1886, p. 395.

⁽²⁾ LEHMANN, *Moleculare Physik*, t. II, p. 295.

⁽³⁾ HITTORF, *Wied. Ann.*, t. XXI, 1884, p. 96.

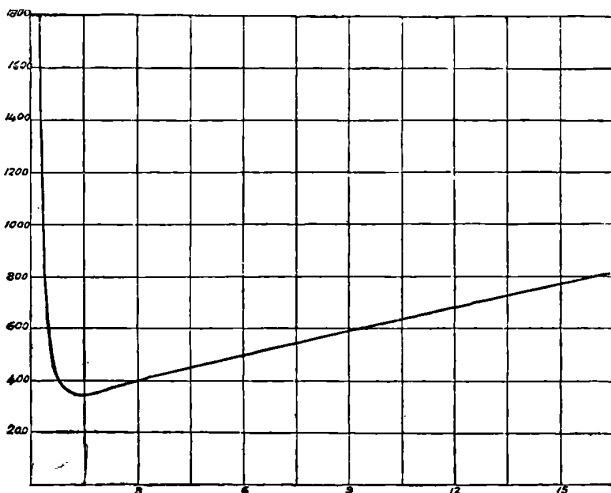
Les régions qui les environnent sont reliées entre elles par un long tube en spirale de 375^{cm} de longueur. En dépit de l'énorme différence de longueur des deux trajectoires, la décharge à très basse pression traversait les spirales, l'intervalle entre les électrodes restant absolument obscur.

216. Les courbes (fig. 109-112) montrent le rapide accroissement de $\frac{V}{d}$ (V étant le potentiel explosif et d la distance entre les plaques) lorsque d diminue. Ceci fut observé par Lord Kelvin en 1860. Si le champ électrique était uniforme, $\frac{V}{d}$ serait l'intensité du champ entre les plaques. Mais en général, lorsqu'un courant électrique passe à travers un gaz, le champ n'est pas uniforme; il est plus grand au voisinage de l'une ou des deux électrodes que dans le reste du champ. Nous ne sommes donc pas autorisés à supposer $\frac{V}{d}$ égal à l'intensité maxima du champ électrique entre les électrodes.

Variation du potentiel explosif avec la pression.

217. Si la longueur de l'étincelle est constante et n'est pas trop petite et si l'on part de l'air à la pression atmosphérique, le potentiel explosif décroît à mesure que la pression diminue; au début, la rela-

Fig. 117.



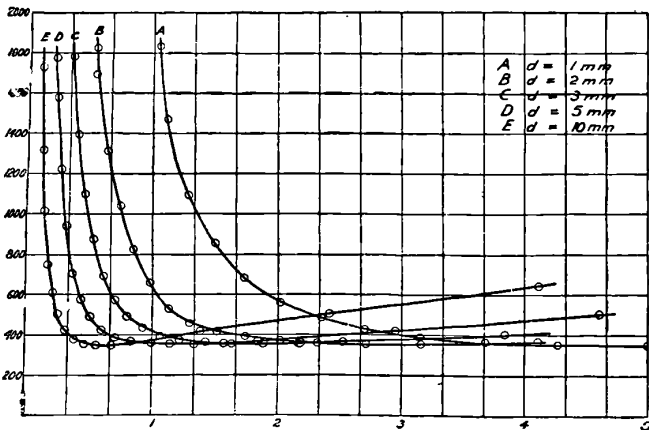
tion entre eux est linéaire. Si l'on continue à faire diminuer la pression, le potentiel explosif atteint une valeur minimum; après quoi à toute diminution de pression correspond une augmentation du

potentiel explosif. La courbe (fig. 117), tirée d'un Mémoire de Carr (*loc. cit.*), représente cette relation.

Les ordonnées donnent le potentiel explosif, les abscisses la pression. Les électrodes étaient constituées par des plans parallèles et la longueur d'étincelle était de 3mm. La pression pour laquelle le potentiel explosif est minimum est appelée *pression critique*. Peace (*loc. cit.*) montra que la valeur de la pression critique dépendait de la longueur de l'étincelle; plus courte était cette dernière, plus grande était la pression critique. Il montra aussi que le potentiel explosif minimum était constant, et indépendant de la longueur de l'étincelle. Dans l'air il était égal à 351 volts. Si donc la longueur d'étincelle n'est pas inférieure à $5,10^{-4}$ cm environ, une différence de potentiel inférieure à 351 volts ne peut provoquer une décharge.

Les courbes de la figure 118 tirées des Mémoires de Carr mettent

Fig. 118.

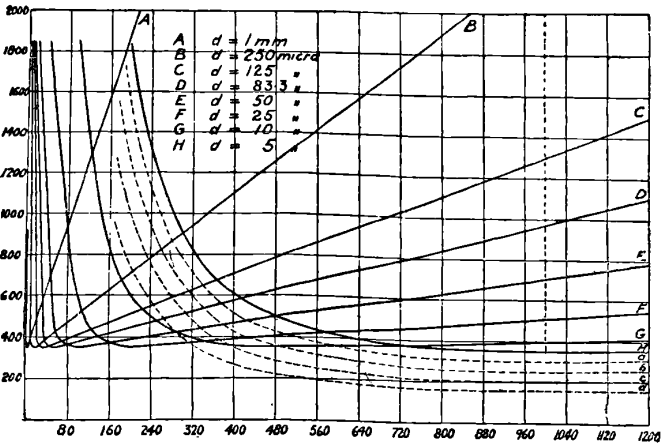


bien ces points en évidence. Elles représentent la relation entre la pression et le potentiel explosif pour des étincelles de 1 mm, 2 mm, 3 mm, 5 mm et 10 mm. Les pressions critiques observées par Carr et relatives à ces longueurs d'étincelle sont les suivantes :

Longueur d'étincelle.	Pression critique.	Produit de la longueur d'étincelle par la pression critique.
mm	mm	mm
1.....	4,98	4,98
2.....	2,71	5,42
3.....	1,89	5,67
5.....	1,34	6,70
10.....	0,679	6,79

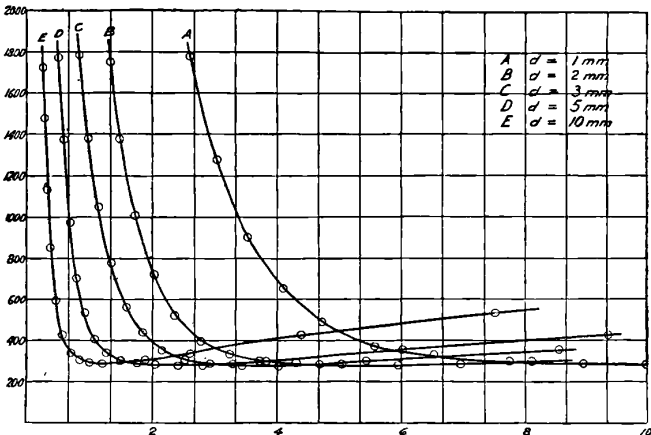
On verra que le produit de la pression critique par la longueur d'étincelle est approximativement constant. Il faut se rappeler, eu

Fig. 119.



égard à la faible courbure des courbes au voisinage de la pression critique, que sa détermination exacte présente quelque difficulté,

Fig. 120.

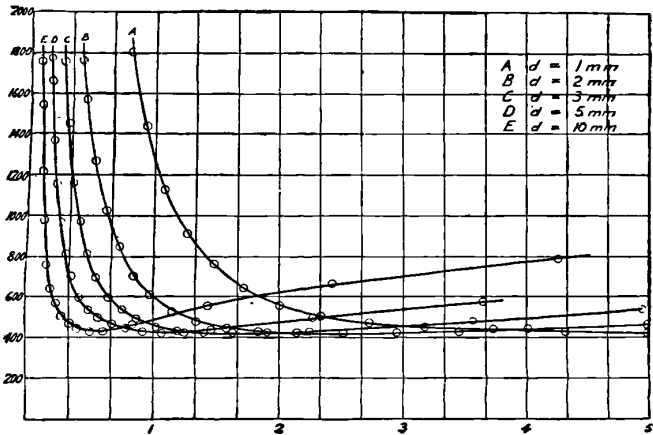


principalement dans le cas des plus courtes étincelles. Les différences que l'on peut observer dans les produits de la pression critique par la longueur d'étincelle ne dépassent pas celles dont peuvent rendre compte les erreurs dans la détermination de la pression critique. On retrouve les mêmes caractéristiques dans les étincelles à travers l'hydrogène et l'acide carbonique.

Les figures 120 et 121 représentent les courbes données par Carr

pour ces deux derniers gaz. Les Tables suivantes donnent la relation entre la pression critique et la longueur d'étincelle :

Fig. 121.



Hydrogène. Potentiel minimum, 280 volts.

Longueur d'étincelle.	Pression critique.	Produit de la longueur d'étincelle par la pression critique.
mm	mm	
1.....	10,3	10,3
2.....	5,93	11,8
3.....	4,02	12,06
5.....	2,8	14,0
10.....	1,46	14,6

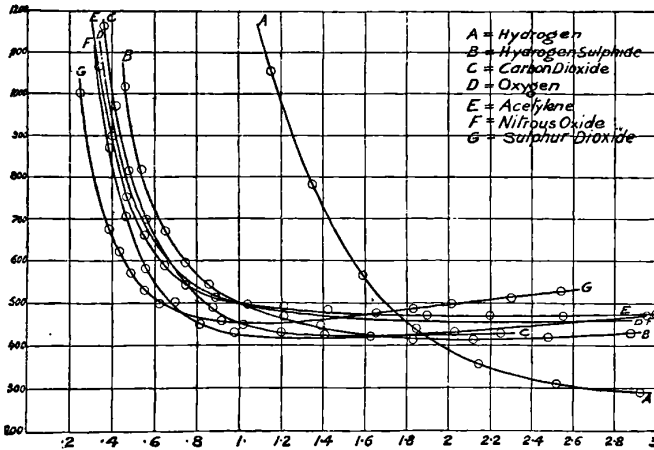
Acide carbonique. Potentiel minimum, 420 volts.

Longueur d'étincelle.	Pression critique.	Produit de la longueur d'étincelle par la pression critique.
mm	mm	
1.....	5,02	5,02
2.....	2,52	5,04
3.....	1,63	4,89
5.....	1,07	5,35
10.....	0,510	5,1

La constance du produit de la longueur d'étincelle par la pression critique dans l'acide carbonique est très remarquable.

Carr a donné également des courbes représentant la relation entre la longueur d'étincelle et la pression pour H^2S , SO^2 , CO^2 , C^2H^2 , O^2 , Az^2O . La figure 122 représente ces courbes.

Fig. 122.



La longueur d'étincelle était, pour ces gaz, de 3mm.

Strutt (1) a fait des expériences très soignées pour étudier la relation entre la pression et la longueur d'étincelle, dans l'air, l'hydrogène, l'azote et l'hélium. Les expériences sur l'azote et l'hélium sont particulièrement intéressantes. Il trouva, en effet, que le potentiel explosif minimum dans ces gaz était grandement affecté par de très faibles traces d'impuretés. C'est ainsi que la présence d'une très faible quantité d'oxygène dans l'azote accroissait le potentiel explosif minimum de 251 à 388 volts. L'azote, débarrassé d'oxygène par son passage sur du cuivre métallique, donnait un potentiel minimum de 388 volts; l'azote préparé à partir de l'air par absorption de l'oxygène au moyen d'une solution alcaline d'acide pyrogallique donnait 347 volts. Si enfin on enlevait plus complètement l'oxygène par barbotage répété à travers un mélange liquide de sodium et de potassium, le potentiel explosif minimum tombait à 251 volts.

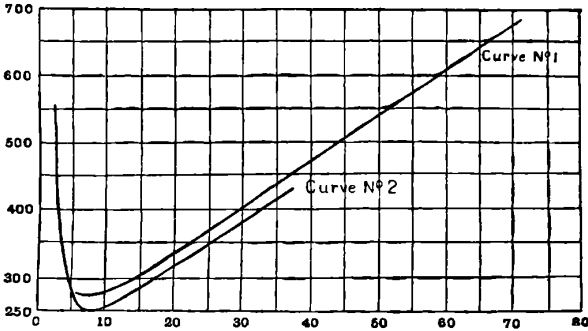
Les courbes obtenues par Strutt pour l'azote sont représentées figure 123. La courbe n° 2 se rapporte à l'échantillon le plus pur, la courbe n° 1 à un échantillon qui a passé également plusieurs fois à travers le sodium et le potassium, mais moins longtemps. Le potentiel

(1) R. STRUTT, *Phil. Trans.*, t. CXCI, 1900, p. 377.

explosif minimum pour ce dernier était 276 volts. Les courbes après la pression critique sont parallèles.

Strutt étudia également la décharge à travers l'hélium qui pré-

Fig. 123.

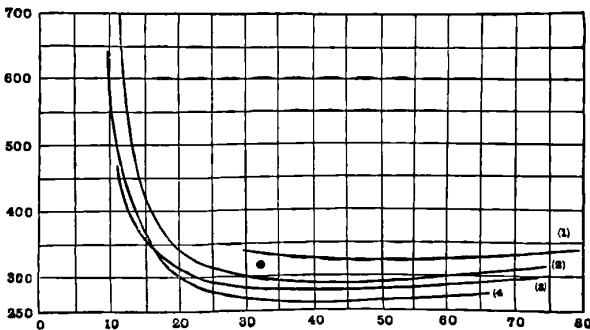


sente quelques particularités intéressantes. Ramsay et Collie (1) furent les premiers à attirer l'attention sur le cas de la décharge dans l'hélium.

Les expériences de Strutt, dont la figure 124 donne les résultats, indiquent que pour une longueur d'étincelle donnée la pression critique est extrêmement élevée. Sa valeur atteint cinq fois celle relative à l'air et plus de deux fois celle relative à l'hydrogène.

La figure 124 montre la grande influence de petites impuretés sur

Fig. 124.



la différence de potentiel minimum. Les courbes qui y sont représentées se rapportent à des échantillons purifiés par des méthodes diverses. La plus petite valeur obtenue par Strutt fut de 261 volts

(1) RAMSAY ET COLLIE, *Proc. Roy. Soc.*, t. LIX, 1896, p. 257.

218. Nous avons vu que le produit de la pression critique par la longueur d'étincelle était constant et indépendant de la nature des électrodes. C'est donc une propriété du gaz. La Table suivante renferme les valeurs de ce produit q calculées d'après les mesures de Carr et Strutt et les libres parcours moyens λ des molécules du gaz à la pression atmosphérique. Ces derniers, à l'exception de celui de l'hélium, sont tirés de la Table donnée par O.-E. Meyer dans *Théorie cinétique des gaz*, page 142; celui de l'hélium est déduit des expériences de Lord Rayleigh (1) sur la viscosité de ce gaz. Quoique ces libres parcours moyens correspondent à une pression particulière, leurs rapports pour différents gaz sont indépendants de la pression.

Les nombres de la troisième colonne donnent le produit de la longueur d'étincelle en millimètres par la pression critique mesurée en millimètres de mercure.

Gaz.	Potentiel explosif minimum.	q .	$\lambda \times 10^5$ cm.	$10^5 \times \frac{\lambda}{q}$.
Air.....	341 S	5,7	0,95	0,17
Azote.....	251 S	6,7	0,98	0,14
Oxygène.....	455 C		1,05	
Hydrogène.....	{ 302-308 S } 278 C }	14,4	1,8	0,12
Acide carbonique....	419 C	5,1	0,68	0,13
Acide sulfureux....	457 C	3,3	0,48	0,14
»	418 C	5	0,68	0,14
Hydrogène sulfuré...	414 C	6	0,628	0,10
Acétylène.....	468 C			
Hélium.....	261 S	27	2,6	0,10

Les lettres S et C indiquent que les mesures ont été faites par Strutt ou par Carr. On ne peut prétendre à une grande exactitude pour les valeurs de q , la détermination de la pression critique étant pleine de difficultés. Une faible erreur dans la détermination du potentiel explosif dans son voisinage entraînerait une erreur considérable dans sa détermination. Si l'on tient compte de cette circonstance, les différences qu'on peut constater dans la Table précédente entre les valeurs de $\frac{q}{\lambda}$ et la valeur constante 1,3 ne sont pas, si l'on en excepte le cas de l'hydrogène sulfuré et de l'hélium, supérieures à celles

(1) Lord RAYLEIGH, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIX, 1896, p. 198.

qu'on pourrait expliquer par les erreurs d'expérience. Quant à l'hydrogène sulfuré et l'hélium, des raisons spéciales nous font hésiter à accepter ces résultats comme définitifs avant de nouvelles expériences.

L'hydrogène sulfuré, en effet, est décomposé par l'étincelle; il y a mise en liberté d'hydrogène. Si cette décomposition se produisait dans les expériences, nous aurions employé, pour déterminer q , une étincelle passant dans un mélange d'hydrogène et d'hydrogène sulfuré; la présence d'hydrogène accroîtrait la pression critique et par suite la valeur de q .

Comme les expériences de Strutt l'ont montré, de très faibles traces d'impuretés affectent énormément les nombres qu'on obtient pour l'hélium. Il serait donc hasardeux de tirer des conclusions pour ce gaz tant que la détermination de son libre parcours moyen n'aura pas été faite sur les mêmes échantillons que les mesures électriques. Nous pouvons, à mon avis, conclure que pour un grand nombre de gaz la valeur de $\frac{q}{\lambda}$ est approximativement constante, c'est-à-dire que pour une longueur d'étincelle donnée la pression critique est proportionnelle au libre parcours moyen des molécules de gaz.

Loi de Paschen.

219. Paschen, après une série de très nombreuses expériences sur la relation entre le potentiel explosif et la pression, arriva à cette conclusion que celui-ci dépendait seulement du produit de la pression par la longueur d'étincelle, c'est-à-dire de la masse de gaz comprise entre deux surfaces d'électrodes égales à l'unité. Si donc on fait varier simultanément la pression et la longueur d'étincelle tout en maintenant leur produit constant, le potentiel explosif V restera invariable. En d'autres termes, V est une fonction de pd .

Les résultats suivants, tirés d'un Mémoire de Paschen, montrent avec quelle précision cette loi est vérifiée dans les limites de pression qu'il a étudiées; pressions, il faut le remarquer, considérablement supérieures aux pressions critiques. V est le potentiel explosif mesuré en unités électrostatiques, p la pression en centimètres de mercure, et d la distance explosive en centimètres. Dans ces expériences, les électrodes étaient des sphères de 1^{cm} de rayon.

(¹) PASCHEN, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 79.

Air, pd = 7,5.

<i>p.</i>	<i>d.</i>	<i>V.</i>
10	0,75	16,23
15	0,50	16,54
20	0,38	16,75
25	0,30	17,00
30	0,25	16,83
40	0,17	16,86
50	0,15	16,68
75	0,1	16,33
Moyenne....		16,65

Air, pd = 20.

<i>p.</i>	<i>d.</i>	<i>V.</i>
28,6	0,7	34,30
33,3	0,6	34,63
40,0	0,5	35,12
50,0	0,4	34,77
66,66	0,3	35,39
Moyenne....		34,64

Hydrogène, pd = 7,5.

<i>p.</i>	<i>d.</i>	<i>V.</i>
10	0,75	9,50
15	0,50	9,32
20	0,38	9,47
25	0,30	9,59
30	0,25	9,58
40	0,187	9,69
50	0,15	9,90
75	0,10	10,44
Moyenne....		9,68

Hydrogène, pd = 20.

<i>p.</i>	<i>d.</i>	<i>V.</i>
28,60	0,7	19,12
33,33	0,6	19,25
40,00	0,5	19,43
50,00	0,4	19,43
68,66	0,3	20,00
Moyenne....		19,45

*Acide carbonique,**pd = 7,5.*

<i>p.</i>	<i>d.</i>	<i>V.</i>
12,5	0,6	16,45
15,0	0,5	16,48
20,0	0,38	17,02
25,0	0,30	17,92
30,0	0,25	17,79
40,0	0,187	18,33
50,0	0,15	17,77
75,0	0,10	17,21
Moyenne....		17,37

*Acide carbonique,**pd = 20.*

<i>p.</i>	<i>d.</i>	<i>V.</i>
33,33	0,6	33,03
40,00	0,8	32,86
50,00	0,4	33,46
66,66	0,3	34,11
Moyenne....		33,6

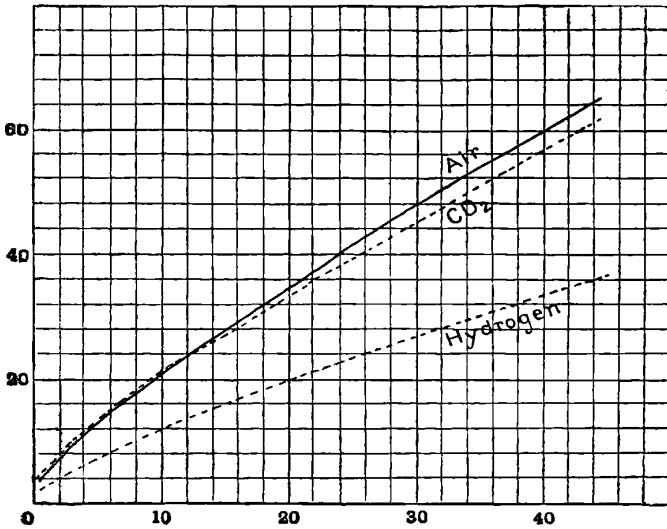
Les courbes (*fig. 125*) donnent la relation entre le potentiel explosif et le produit *pd* pour l'hydrogène, l'air et l'acide carbonique.

Les ordonnées représentent le potentiel explosif mesuré en unités électrostatiques; les abscisses, les valeurs de *pd*.

Les expériences de Paschen furent faites à des pressions considéra-

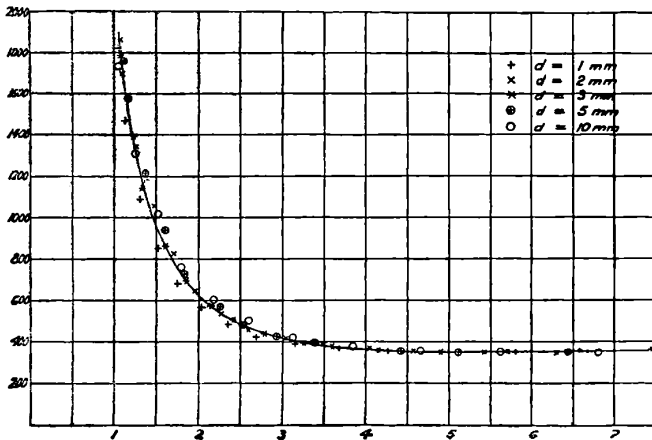
blement plus élevées que la pression critique. Cependant Carr a montré récemment que cette loi est exacte pour toutes les pressions.

Fig. 125.



C'est ce qu'indiquent très clairement les courbes des figures 126 et 127, qui donnent la relation entre le potentiel explosif V mesuré

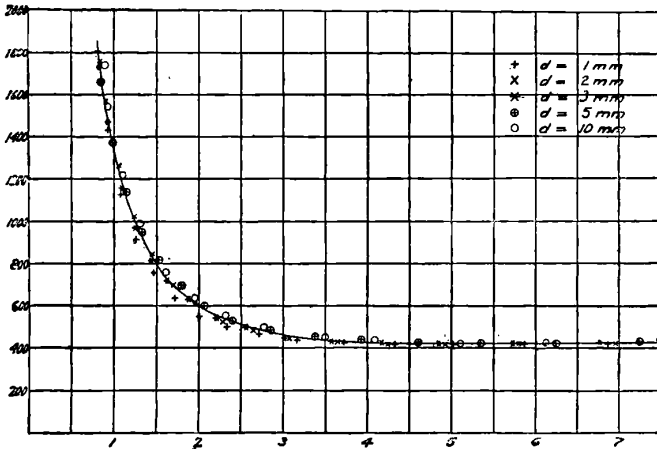
Fig. 126.



en volts et le produit pd , p étant mesuré en millimètres de mercure et d en millimètres. Les expériences portent sur cinq valeurs de d allant 1 mm à 10 mm. Les résultats sont représentés sur les courbes

par des signes placés à côté des points déterminés dans les expériences. On peut voir que les points sont pour toutes les distances explosives situés sur la même courbe, et dans ce cas l'intervalle des pressions s'étend bien au delà de la pression critique. Les résultats donnés par la loi de Paschen sont très importants. Nous voyons, en effet, que, pour trouver le potentiel explosif correspondant à une longueur

Fig. 127.



d'étincelle et à une pression donnée il suffit de posséder les résultats des expériences faites avec une distance explosive constante dans tout l'intervalle des pressions. Nous voyons ainsi qu'il résulte de cette loi que la pression critique est inversement proportionnelle à la longueur d'étincelle, résultat que des expériences ont mis directement en évidence. Il résulte également de cette loi que, si nous connaissons le potentiel explosif nécessaire pour produire une étincelle de longueur constante pour toutes les pressions, nous pouvons en déduire la valeur du potentiel explosif pour une étincelle de longueur donnée sous une pression déterminée.

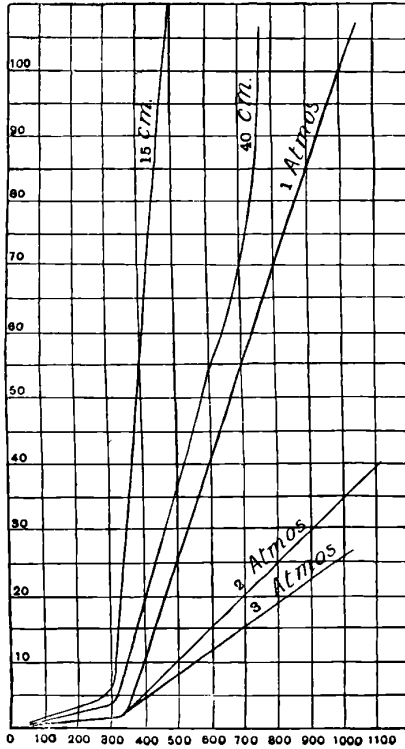
*Différence de potentiel nécessaire pour la production
de très courtes étincelles.*

220. Earhart (1) a fait une série d'expériences sur la différence de potentiel nécessaire à la production d'étincelles dont la longueur était de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du sodium. Il

(1) EARHART, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. I, 1901, p. 147.

employait des électrodes d'acier de forme sphérique. La figure 128 montre la relation entre le potentiel explosif et la distance entre les

Fig. 128.



sphères; les abscisses représentent le potentiel explosif; les ordonnées, la plus courte distance entre les sphères. Par suite de la courbure des électrodes, leur distance minima n'était pas nécessairement égale à l'intervalle explosif; en effet, si leur distance est inférieure à la distance explosive critique, l'étincelle suivra non la plus courte distance, mais un chemin tel que sa longueur soit précisément égale à la distance explosive critique.

C'est ainsi que les courbes d'Earhart n'indiquent pas l'accroissement de la différence de potentiel lorsque la distance entre les électrodes diminue comme elles l'auraient fait si ces dernières avaient été planes .

Le fait le plus intéressant qu'elles mettent en évidence est la rapide diminution du potentiel explosif lorsque la distance entre les électrodes devient inférieure à 3×10^{-1} cm.

Lorsque la distance explosive tombe au-dessous de cette valeur, le potentiel explosif décroît rapidement avec la distance, et les résultats d'Earhart semblent montrer qu'il lui devient directement proportionnel. La plus petite différence de potentiel mesurée fut de 32 volts, correspondant à une distance entre électrodes de 3×10^{-5} cm. C'est là environ $\frac{1}{100}$ du potentiel explosif minimum. Earhart fit quelques observations sur l'influence de la pression. Le passage de 3^{atm} à 1^{atm} ne parut pas affecter le potentiel explosif lorsque les électrodes étaient très voisines. Au-dessous de 1^{atm} cependant, le potentiel explosif diminuait avec la pression. L'examen des courbes fait incliner à croire que le caractère de la décharge se modifie lorsque la distance entre les électrodes descend en dessous d'une certaine limite ou, ce qui concorde également avec les courbes, lorsque l'intensité moyenne F du champ entre les plaques atteint une certaine valeur (environ 1000000 de volts par centimètre). Lorsque F a atteint cette valeur, il semble, d'après les expériences de Earhart, que la décharge soit déterminée par cette condition que F , c'est-à-dire $\frac{V}{d}$, V étant la différence de potentiel et d la distance entre les électrodes, soit égal à cette valeur.

Ces expériences soulèvent de nombreuses questions très importantes, et il est à souhaiter qu'elles deviennent l'objet de nouvelles recherches.

Les considérations qui suivent semblent apporter une explication possible de la manière d'être de la décharge lorsque les électrodes sont très voisines l'une de l'autre.

Nous avons déjà eu l'occasion d'utiliser l'hypothèse d'après laquelle dans un métal, même à la température ordinaire, on a des corpuscules libres se mouvant dans toutes les directions. Si dans les conditions ordinaires ces corpuscules pouvaient s'en échapper, le métal ne pourrait retenir une charge négative. Or, l'une des raisons pour lesquelles les corpuscules ne peuvent s'échapper du métal est que, aussitôt après leur départ, il s'exerce entre eux et lui une attraction électrostatique égale à $\frac{e^2}{4r^2}$, e étant la charge d'un corpuscule et r la distance entre la surface du métal et lui. Cette attraction le fera revenir à l'intérieur du métal, si l'énergie cinétique avec laquelle il s'échappe ne dépasse pas une valeur très élevée. Mais supposons qu'une force extérieure F agisse sur le corpuscule et tende à l'éloigner du métal. Si F a une valeur comparable à celle de $\frac{e^2}{4r^2}$, le champ extérieur facilitera d'une manière appréciable

le départ des corpuscules et ils pourront quitter le métal, alors que leur énergie cinétique seule aurait été trop faible pour le leur permettre. Si F_e est comparable à $\frac{e^2}{4r^2}$, F doit être comparable à $\frac{e}{4r^2}$. Or, en unités électrostatiques, $e = 3,4 \cdot 10^{-10}$; posons $r = 10^{-7}$; $\frac{e}{4r^2}$ est donc égal à $8,5 \times 10^3$. Or, dans les expériences d'Earhart, F était d'environ 10^6 volts par centimètre ou, en unités électrostatiques, $3,3 \times 10^3$. C'est là un peu plus du tiers de la valeur de $\frac{e}{4r^2}$. Si donc, comme cela est très possible, r est quelque peu supérieur à 10^{-7} , l'attraction exercée par le champ extérieur sera capable de faire sortir les corpuscules du métal. Or, aussitôt que ces dernières pourront quitter l'électrode, celle-ci agira comme une cathode, et une décharge négative passera entre elle et l'électrode opposée. Si cette explication est correcte, la décharge à travers ces très petites distances est entièrement transportée par les corpuscules sans que les ions positifs y prennent aucune part. Dans la décharge que nous avons considérée auparavant, les corpuscules et les ions positifs se partageaient le transport de la charge.

Depuis la publication de la première édition de cet Ouvrage, Kinsley et Hobbs ont fait à l'Université de Chicago quelques expériences intéressantes sur la différence de potentiel requise pour la production de très courtes étincelles. Kinsley (1), dont les expériences portèrent sur des étincelles excessivement courtes (la distance explosive dans quelques cas était de l'ordre de $3 \cdot 10^{-7}$ cm, et le potentiel explosif de 1 volt seulement) trouva dans chaque série d'expériences une relation linéaire entre le potentiel explosif et la longueur de l'étincelle. Le coefficient angulaire de la droite représentant graphiquement cette relation variait suivant le traitement qu'on avait fait subir aux électrodes, c'est-à-dire suivant leur degré de propreté ou de poli. Peut-être ne faut-il pas s'étonner beaucoup de ce dernier résultat, puisque des dépôts d'humidité, etc., sur les électrodes, dépôts dont l'épaisseur serait du même ordre de grandeur que la longueur d'étincelle, échapperaient entièrement à un examen optique. Kinsley a attiré l'attention sur une particularité caractéristique de ces courtes étincelles. Lorsqu'une étincelle a une fois passé, l'isolement entre les électrodes est détruit, les surfaces se touchent, et un pont métallique semble s'être formé entre elles. Il

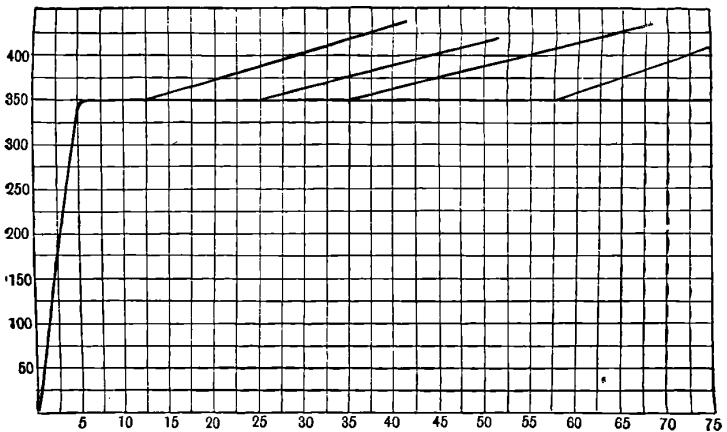
(1) KINSLEY, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IX, 1905, p. 692.

faut alors les éloigner à une distance supérieure à la distance explosive primitive pour détruire cette adhérence.

Hobbs, dont les expériences portèrent sur des étincelles de longueur plus considérable que celles étudiées par Kinsley et qui ne rencontra pas les mêmes variations tant qu'il conservait les mêmes électrodes, observa le fait suivant extrêmement important et suggestif. Lorsqu'on a réduit la distance explosive jusqu'à la valeur pour laquelle l'étincelle commence à passer pour un potentiel inférieur, la relation qui relie la longueur d'étincelle à la différence de potentiel est indépendante de la pression et de la nature du gaz, mais dépend de la nature des électrodes.

Les courbes (fig. 129, 130, 131) l'indiquent clairement; la figure 129

Fig. 129.

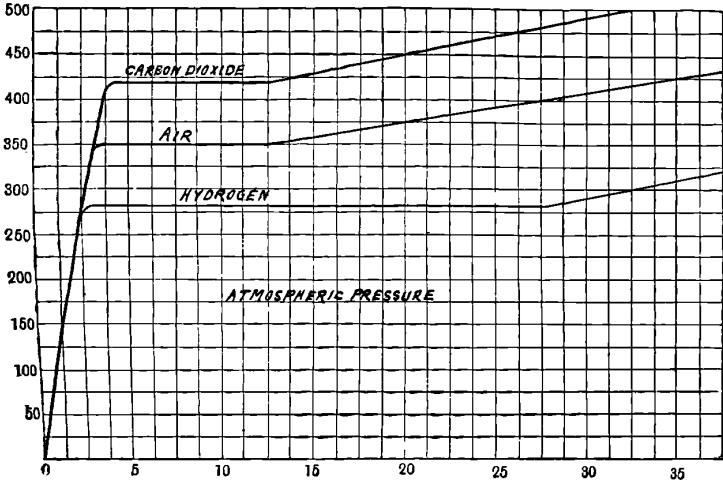


montre la relation entre la différence de potentiel et la longueur de l'étincelle dans l'air à différentes pressions; la figure 130, la même relation pour des gaz différents, et la figure 131 pour des électrodes de natures diverses. Le palier avant la descente est dû à ce qu'une des électrodes était sphérique, l'autre plane; par suite, la longueur de l'étincelle pouvait varier dans de grandes proportions en suivant des chemins différents.

Elle choisit le chemin pour lequel la différence de potentiel est moindre; si donc les étincelles ne sont pas très courtes, la différence de potentiel sera la différence de potentiel minima dont il a été question paragraphe 217, et l'accroissement de potentiel qu'on observe avec des électrodes planes et parallèles lorsqu'on diminue

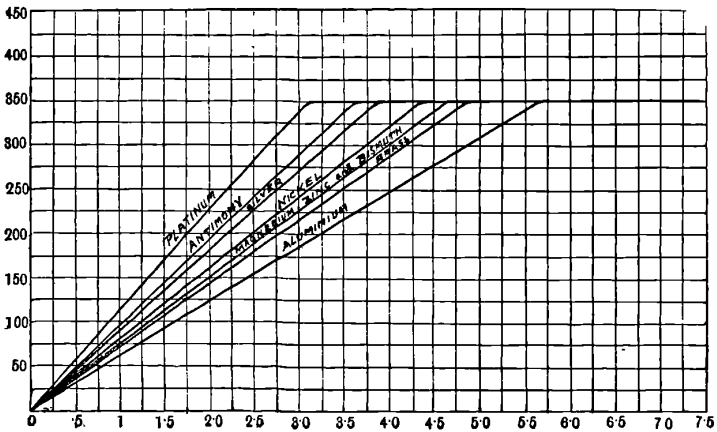
a distance explosive ne se présentera pas. Ces résultats nous montrent que le passage de l'étincelle est, pour cette seconde période,

Fig. 130.



déterminé par la condition que la force électrique entre les plaques ait une valeur constante dépendant du métal qui les constitue, mais

Fig. 131.



nullement de la pression ou de la nature du gaz qui les baigne.

Ceci confirme l'opinion émise dans la première édition de cet Ouvrage et d'après laquelle l'étincelle aurait pour véhicule dans

ce cas des transporteurs extraits du métal par le champ électrique et non des corpuscules issus du gaz.

Il serait intéressant de savoir si ce sont des corpuscules ou un mélange de corpuscules électrisés négativement et d'atomes transportant des charges positives. On pourrait s'en rendre compte en employant deux électrodes formées de métaux différents. Si tous les transporteurs étaient des corpuscules, la différence de potentiel ne dépendrait que du métal employé comme électrode négative; si tous étaient des atomes électrisés positivement, l'électrode positive aurait seule une influence; s'il y avait un mélange des deux, la nature des deux électrodes affecterait le potentiel explosif.

Si un champ d'une intensité égale à celle de celui mesuré par Hobbs, soit environ 100 volts par 10^{-4} cm, suffit à extraire les transporteurs du métal, et si nous séparons les deux électrodes métalliques par un diélectrique solide, nous observerons, dans un tel champ, si quelques-uns des transporteurs sont formés par des corpuscules, et sont entraînés à travers le diélectrique, une déperdition à travers celui-ci beaucoup plus grande que pour des champs plus faibles.

Il serait possible, d'après les résultats donnés par Almy⁽¹⁾, d'appliquer des champs de cette intensité au mica, au quartz, à l'ébonite. Il y a là peut-être plus qu'une coïncidence avec le fait que la décharge passe à travers de nombreux diélectriques solides et liquides pour des champs juste un peu moins intenses que celui que nous considérons. Il est probable, je crois, que le processus grâce auquel la décharge traverse les diélectriques solides et liquides est analogue à celui qui provoque les étincelles courtes; c'est-à-dire que les corpuscules sont plutôt arrachés à l'atome par le champ électrique que produits par collision contre d'autres corpuscules.

Décharge dans un champ électrique non uniforme.

221. Baille⁽²⁾ et Paschen⁽³⁾ ont fait quelques expériences très intéressantes sur la différence de potentiel nécessaire au passage de l'étincelle entre deux sphères de diamètre assez faible pour que les variations de l'intensité du champ soient considérables. Les résultats de Baille sont donnés Table A, ceux de Paschen Table B.

(¹) ALMY, *Ann. d. Physik*, t. I, 1900, p. 508.

(²) BAILLE, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 5^e série, t. XXV, 1882, p. 486.

(³) PASCHEN, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 79.

A. *Différence de potentiel.*

Pression 760^{mm}. — Température 15°-20° C.

LONGUEUR d'étincelle en centimètres.	PLANS.	SPHÈRES 6 ^{cm} de diamètre.	SPHÈRES 3 ^{cm} de diamètre.	SPHÈRES 1 ^{cm} de diamètre.	SPHÈRES 0 ^{cm} , 6 de diamètre.	SPHÈRES 0 ^{cm} , 35 de diamètre.	SPHÈRES 0 ^{cm} , 1 de diamètre
0,05	8,94	8,96	9,18	9,18	9,26	9,30	9,63
0,10	14,70	14,78	14,99	15,25	15,53	16,04	16,10
0,15	20,20	20,31	20,47	21,28	21,24	21,87	19,58
0,20	25,42	25,59	25,95	26,78	26,82	27,13	21,91
0,25	30,38	30,99	31,33	32,10	32,33	31,96	23,11
0,30	35,35	36,12	36,59	37,32	37,38	36,29	24,12
0,35	40,45	41,45	41,47	42,48	42,16	39,39	25,34
0,40	45,28	46,34	46,77	47,62	46,34	41,77	26,03
0,45	50,48	51,46	51,60	51,56	50,44	43,76	26,62
0,40	44,80	45,00	45,00	45,50	44,80	41,07	26,58
0,45	49,63	50,33	49,63	52,04	48,42	43,29	28,49
0,50	54,35	55,06	54,96	54,66	53,25	47,21	30,00
0,60	63,82	65,23	65,23	65,23	59,69	53,75	31,51
0,70	74,09	75,40	73,79	72,28	64,22	56,47	32,92
0,80	84,83	87,98	84,76	77,61	67,75	58,79	33,87
0,90	94,72	97,44	94,62	80,13	70,56	59,09	34,93
1,00	105,49	112,94	104,69	83,05	72,38	59,49	36,74

B. *Étincelles courtes.*

Étincelles longues.

LONGUEUR d'étincelle en centimètres	SPHÈRES de 1 ^{cm} de rayon.	SPHÈRES de 0 ^{cm} , 5 de rayon.	SPHÈRES de 0 ^{cm} , 25 de rayon.	LONGUEUR d'étincelle en centimètres.	SPHÈRES de 1 ^{cm} de rayon.	SPHÈRES de 0 ^{cm} , 5 de rayon.	SPHÈRES de 0 ^{cm} , 25 de rayon.
0,01	3,8	3,42	3,61	0,10	15,96	16,11	16,45
0,02	5,04	5,18	5,58	0,15	21,94	22,17	22,59
0,03	6,62	6,87	6,94	0,20	27,59	27,78	28,18
0,04	8,06	8,82	8,43	0,25	32,96	33,42	33,60
0,05	9,56	9,75	9,86	0,30	38,59	39,00	38,65
0,06	10,81	10,87	11,19	0,35	43,93	44,32	43,28
0,07	11,78	12,14	12,29	0,40	49,17	49,31	47,64
0,08	13,40	13,59	13,77	0,45	54,37	54,18	51,56
0,09	14,39	14,70	14,89	0,50	59,71	59,03	54,57
0,10	15,86	15,97	16,26	0,55	64,60	63,35	57,77
0,11	16,79	17,08	17,26	0,60	69,27	67,80	59,95
0,12	18,28	18,42	18,71	0,70	78,51	75,04	63,14
0,14	20,52	20,78	21,26	0,80	87,76	81,95	66,39
				0,90			68,65
				1,00			70,68
				1,20			74,94
				1,50			79,42

deux sphères, l'une de 3^{cm} de rayon, l'autre de 1^{cm},5 de diamètre, de deux cylindres concentriques, d'un plan et d'une pointe et de deux pointes.

222. Schuster (1), en utilisant la solution donnée par Kirchhoff du problème de la distribution de l'électricité sur deux sphères, a calculé, d'après les résultats de Baille et Paschen, l'intensité maximum du champ avant le passage de l'étincelle. Les résultats relatifs aux expériences de Baille sont donnés dans le Tableau suivant :

LONGUEUR d'étincelle en centimètres.	PLANS.	SPHÈRES 6 ^{cm} de diamètre.	SPHÈRES 3 ^{cm} de diamètre.	SPHÈRES 1 ^{cm} de diamètre.	SPHÈRES 0 ^{cm} , 6 de diamètre.	SPHÈRES 0 ^{cm} , 35 de diamètre.	SPHÈRES 0 ^{cm} , 1 de diamètre.
0,05	179	180	186	190	197	206	292
0,10	147	149	153	163	176	198	376
0,15	135	138	141	157	170	206	425
0,20	127	131	137	154	170	219	460
0,25	122	127	134	154	180	236	478
0,30	118	124	130	156	189	253	494
0,35	116	122	129	159	197	263	516
0,40	113	122	129	164	204	272	528
0,45	112	120	127	166	214	278	540
0,40	112	118	124	157	197	268	539
0,45	110	119	122	167	206	275	578
0,50	109	117	125	166	218	296	608
0,60	106	116	125	181	233	327	639
0,70	106	117	126	188	234	339	667
0,80	106	123	130	192	250	349	685
0,90	105	120	132	191	255	349	708
1,00	106	128	133	194	258	349	733

On voit que plus petites sont les sphères, c'est-à-dire plus irrégulier est le champ électrique, plus grande est l'intensité électrique maximum. Nous devons faire soigneusement la distinction entre le champ électrique avant le passage de l'étincelle et le champ électrique pendant la décharge ou même pendant l'intervalle qui s'écoule entre l'application de la différence de potentiel et le passage de la décharge. Durant cet intervalle, en effet, les ions se meuvent dans le champ et produisent de nouveaux ions. Ces deux effets modifieront la distribution du champ. Pour prendre un exemple, supposons que nous

(1) SCHUSTER, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXIX., 1890, p. 182.

ayons une pointe électrisée négativement au voisinage d'une plaque chargée positivement. S'il n'y a pas d'ions dans le champ, la force électrique sera maximum vers la pointe et diminuera rapidement lorsqu'on se rapprochera de la plaque. S'il y a au contraire des ions au voisinage de la pointe, cette dernière repoussera les négatifs et attirera à elle les positifs; ceci aura pour effet d'accroître l'intensité de la force électrique à une certaine distance de la pointe, tout en la diminuant dans son voisinage. Si les ions négatifs s'accumulent au voisinage de la plaque, et forment contre elle une couche d'électricité négative, la force électrique peut y atteindre des valeurs très élevées. C'est là ce qui se présente habituellement. Blyth a en effet mesuré, au Cavendish Laboratory, la distribution de l'intensité électrique entre une pointe et une plaque lorsqu'il se produit une décharge entre elles, et montré que l'intensité électrique, d'abord grande près de la pointe, faible à quelque distance, redevient considérable au voisinage de la plaque.

Si donc il y a une ionisation préalable, on ne peut calculer avec la solution de Kirchhoff l'intensité électrique maximum lorsque la décharge passe. Russell (1) a montré que dans les cas où l'ionisation préliminaire est assez faible, et où par suite l'intensité maximum dans l'étincelle est égale à celle calculée théoriquement, cette intensité ne dépend pas de la longueur d'étincelle, et la condition pour que la décharge éclate est que cette intensité atteigne une valeur déterminée. Lorsque les conditions sont telles que l'étincelle passe sans décharge préliminaire silencieuse ou brillante, Voëge (2) a montré que la différence de potentiel nécessitée par une étincelle de longueur d pouvait être représentée par la formule

$$V = 4800d + 24000,$$

V étant exprimé en volts et d en centimètres.

La modification du champ électrique qui se produit pendant le *retard* explique pourquoi il ne passe pas toujours nécessairement une étincelle quand l'une des deux électrodes ou les deux sont petites, même lorsque la différence de potentiel entre l'une d'elles A et un point P voisin (calculée dans l'hypothèse où il n'y a pas d'ions dans le champ) est supérieure à celle requise pour la production d'une étincelle de longueur AP entre électrodes planes. Durant le *retard*,

(1) RUSSEL, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. II, 1906, p. 237.

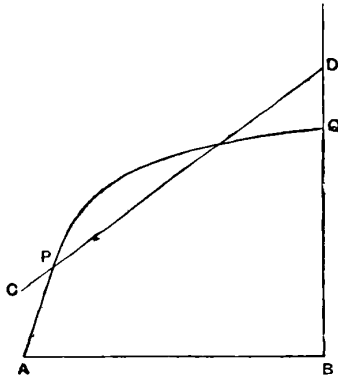
(2) VOËGE, *Ann. der Phys.*, t. XIV, 1904, p. 556.

le mouvement des ions dans le champ peut avoir réduit la différence de potentiel entre A et P au-dessous de la valeur nécessaire pour produire une étincelle de longueur AP.

Bien que les changements qui se produisent pendant le retard puissent réduire les inégalités du champ électrique entre deux petites électrodes, on ne peut compter qu'ils les fassent disparaître entièrement. Lorsque le champ est loin d'être uniforme, comme c'est le cas pour deux électrodes en pointes, on peut voir aisément que la différence de potentiel requise pour qu'il se produise une longue étincelle est moindre que celle nécessaire pour produire une étincelle de même longueur entre électrodes planes.

Supposons que la courbe APQ (fig. 133) représente la distribution

Fig. 133.



du potentiel entre deux électrodes A et B de faibles dimensions, et soit CD la courbe donnant la différence de potentiel nécessaire pour provoquer une étincelle dans un champ uniforme (l'ordonnée d'un point de CD représente le potentiel explosif nécessaire à la production d'une étincelle de longueur égale à son abscisse). Nous voyons alors que, bien que la différence de potentiel BQ entre deux petites électrodes soit inférieure à celle BD nécessaire à la production d'une étincelle de longueur AB dans un champ uniforme, les deux courbes peuvent se couper. Si elles se coupent en un point P, une étincelle pourra passer entre A et P. La différence de potentiel totale se répartira alors sur la région comprise entre P et B; l'intensité du champ y sera accrue et l'étincelle pourra atteindre B.

223. Lorsque les électrodes n'ont pas même grandeur, Faraday ⁽¹⁾

(¹) FARADAY, *Experimental Researches*, § 1480.

trouva que le potentiel explosif était différent suivant que la plus petite électrode était positive ou négative. De la Rue et Muller (1) observèrent également le même effet. D'après Wesendonck (2), cette différence se manifeste seulement lorsqu'une aigrette accompagne l'étincelle; lorsque les conditions sont telles que la décharge passe entièrement sous forme d'étincelle, le potentiel explosif est le même quel que soit le sens.

Potentiel explosif dans différents gaz.

224. Pour des pressions de beaucoup supérieures à la pression critique, la relation entre le potentiel explosif et la longueur d'étincelle est linéaire. Si V est le potentiel explosif mesuré en unités électrostatiques et x la longueur d'étincelle sous la pression atmosphérique, mesurée en centimètres,

$$V = ax + b.$$

Les expériences de Baille, Liebig, Paschen, Orgler, donnent les valeurs suivantes, pour les constantes a et b dans l'hydrogène, l'air et l'acide carbonique :

Gaz.	Baille.		Liebig.		Paschen.		Orgler.	
	$a.$	$b.$	$a.$	$b.$	$a.$	$b.$	$a.$	$b.$
Air.....	99,6	5	87,4		92,5		93,6	»
Hydrogène....			55,8		43,0		46,3	»
A. carbonique.			91,8		91,1		85,6	»

Wolf (3), qui mesura le potentiel explosif nécessaire pour produire une étincelle de 1^{mm} de longueur sous des pressions variant de 1^{atm} à 5^{atm}, trouva que (comme nous pouvions nous y attendre d'après la loi de Paschen) la relation à ces pressions élevées entre le potentiel explosif et la pression est une fonction linéaire : V représentant le potentiel explosif mesuré en unités électrostatiques et x la pression en atmosphères, Wolf trouva que V était donné par les expressions suivantes :

Pour l'hydrogène par	$V = 6,509x + 6,2$
» l'oxygène.....	$V = 9,6x + 4,4$
» l'air.....	$V = 10,7x + 3,9$
» l'azote.....	$V = 12,08x + 5,0$
» l'acide carbonique.....	$V = 10,22x + 7,2$

Si F représente la force électrique moyenne entre les électrodes dans ces expériences $F = 10 V$.

La valeur du potentiel explosif pour différents gaz dépend de la

(1) DE LA RUE et MULLER, *Phil. Trans.*, 1878, Part I, p. 55.

(2) WESENDONCK, *Wied. Ann.*, t. XXVIII, p. 222.

(3) WOLF, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 306.

pression, comme le montre la Table précédente. Ainsi pour 1^{atm} , V pour CO^2 est plus grand que pour l'air, tandis qu'à des pressions élevées il est moindre.

223. Bouty (1) a fait une série d'expériences pour étudier le champ électrique nécessaire pour rendre un gaz conducteur, en employant une méthode dispensant de l'usage d'électrodes métalliques. Le gaz à basse pression est renfermé dans un vase de verre à faces parallèles, qu'on dispose dans l'espace compris entre deux plaques parallèles entre elles et aux parois du vase. On fait croître la différence de potentiel entre ces plaques jusqu'à ce que le gaz renfermé dans le vase de verre devienne lumineux, ce qui indique qu'il passe une décharge à son travers. Bouty désigne sous le nom de *cohésion diélectrique* du gaz la valeur de l'intensité du champ électrique, c'est-à-dire de la force électrique (non pas de la différence de potentiel), au moment où ce phénomène se produit.

Un nombre considérable de gaz furent étudiés par cette méthode. Bouty trouva que, pour ces gaz, la cohésion diélectrique jusqu'à une pression de 6^{cm} pouvait être représentée par la formule

$$F = a + bp,$$

a et b étant des constantes, et p la pression. Si l'on mesure F en unités électrostatiques absolues et p en atmosphères, Bouty trouva que

Pour l'hydrogène.....	$F = 1,4 + 63,33 p$
» l'air.....	$F = 1,593 + 119,09 p$
» l'acide carbonique....	$F = 1,703 + 144,4 p$

Comparant ces expériences à celles données par Wolf, il montra que, tandis que les coefficients de p ont des valeurs voisines, les termes constants sont d'un ordre tout à fait différent. Il attribue cette différence à ce que dans les expériences de Wolf les électrodes étaient métalliques, tandis que dans les siennes le gaz était enfermé dans un vase de verre. L'explication suivante me semble plus probable. Si V est la différence de potentiel nécessaire pour produire une étincelle de longueur l dans un gaz à une pression p de beaucoup supérieure à la pression critique, nous avons approximativement, si A et B sont des constantes,

$$V = A + Blp,$$

puisque, d'après la loi de Paschen, nous savons que V est une fonction de lp . F , intensité moyenne du champ lorsque l'étincelle passe, est

(1) BOUTY, *Comptes rendus*, t. CXXXI, 1900, p. 469.

donnée par l'équation

$$F = \frac{A}{l} + Bp.$$

Le terme constant varie donc en raison inverse de la longueur d'étincelle, tandis que le coefficient de p en est indépendant. Dans les expériences de Wolf, la longueur d'étincelle atteignait seulement 1^{mm}, alors que dans les expériences de Bouty la distance entre les plaques était beaucoup plus grande. La différence de longueur de l'étincelle expliquerait donc la différence que présente le terme constant, et il n'est pas nécessaire de les attribuer à la nature des électrodes. Bouty (1) détermina les constantes a et b dans l'expression $F = a + bp$ de la *cohésion diélectrique* pour un certain nombre de vapeurs. Ces résultats sont donnés dans la Table suivante. Les mesures de Bouty furent faites sous des pressions variant de 0^{cm},0055 à 2^{cm} de mercure. Les constantes supposent la pression mesurée en centimètres de mercure et F en volts par centimètre.

Vapeur de	a .	b .
Eau.....	333	500
Alcool méthylique.....	375	616
» éthylique.....	364	800
Éther.....	360	1000
Formiate de méthyle.....	364	1020
Propionate d'éthyle.....	312	1083
Acétone.....	355	1100
Formiate d'éthyle.....	360	1110
Acétate de méthyle.....	369	1250
Sulfure de carbone.....	330	1510
Toluène.....	380	1610
Benzène.....	377	1670

On voit que les valeurs de a sont très petites devant celles de b . Les valeurs de b sont à très peu près, dans chaque cas, du même ordre de grandeur que $\frac{l}{\lambda}$, λ étant le libre parcours moyen des molécules du gaz et dans la plupart des cas grossièrement proportionnelles à cette quantité.

226. Röntgen (2) aboutit à cette conclusion que le potentiel explosif pour une longueur d'étincelle donnée est inversement proportionnel au libre parcours moyen des molécules du gaz à travers lequel éclate la décharge. Mais nous avons vu que la valeur du potentiel explosif pour différents gaz variait avec la pression et la longueur d'étincelle. Le résultat précédent ne donne donc pas l'expression complète des lois de la décharge explosive. Si nous

(1) BOUTY, *Comptes rendus*, t. CXXXI, 1900, p. 503.

(2) RÖNTGEN, *Göttingen Nach.*, 1878, p. 390.

considérons la question au point de vue de la loi de Paschen, nous voyons que

$$V = f\left(\frac{x}{\lambda}\right),$$

x étant la longueur d'étincelle et λ le libre parcours moyen des molécules gazeuses. Si le potentiel explosif pour des gaz différents dépendait seulement de ce libre parcours moyen, la fonction f serait la même quelle que fût la nature du gaz; s'il en était ainsi, le potentiel minimum nécessaire à la production d'une étincelle serait le même pour tous les gaz, résultat qui ne s'accorde pas avec les déterminations qui ont été faites de cette quantité. Lorsque la longueur d'étincelle dépasse de beaucoup la valeur critique V , la différence de potentiel nécessaire pour obtenir une étincelle de longueur x s'exprime par la relation linéaire

$$V = A + B \frac{x}{\lambda},$$

λ étant le libre parcours moyen des molécules du gaz. Dans la Table suivante (p. 470) on donne les valeurs relatives de B pour un certain nombre de gaz, celle relative à l'air étant prise pour unité.

On voit qu'il y a des variations très marquées de B quand on passe d'un gaz à l'autre. L'hélium et l'argon donnent des résultats très remarquables. Un accroissement donné de la différence de potentiel donne pour ces gaz un accroissement de la longueur d'étincelle environ égal à 10 fois celui que l'on observerait dans l'air.

Nous verrons, dans la théorie de la décharge que nous donnerons plus loin, que B , dans la formule ci-dessus, représente la chute de potentiel que doit subir un corpuscule pour acquérir une énergie suffisante pour ioniser par collision les molécules du gaz.

Gaz.	Paschen.	Strutt.	Orgler ⁽¹⁾ .	Ritter ⁽²⁾ .	Bouty ⁽³⁾ .
H ²	1,01		1,04		1,00
CO ²	0,61		0,604		0,65
Cl ²				0,843	
C ² H ⁴				0,632	
He.....		0,3		0,23	
Arg.....					0,07
Hg vap...					0,76

227. Natterer a déterminé pour un grand nombre de gaz la longueur d'étincelle à pression constante produite par une petite bobine

(1) ORGLER, *Ann. der Physik*, t. I, 1900, p. 159.

(2) RITTER, *Ann. der Physik*, t. XIV, 1904, p. 118.

(3) BOUTY, *Journal de Physique*, 4^e série, t. II, 1903, p. 401.

d'induction. Les mesures faites par cette méthode sont forcément très grossières; mais elles sont pour de nombreux gaz les seules que nous possédions sur ce sujet. Nous donnons dans la Table suivante une partie des résultats de Natterer. La température, quand elle n'est pas indiquée, doit être prise égale à 20° environ. Les longueurs d'étincelles sont exprimées en millimètres.

On remarquera que les longueurs d'étincelles sont courtes dans les vapeurs de constitution chimique compliquée pour lesquelles le libre parcours moyen est petit. Les éléments halogènes, chlore, brome, iode, semblent exercer une influence considérable sur le raccourcissement de la longueur d'étincelle. Ces éléments et leurs composés ont des libres parcours moyens courts.

Natterer trouva que la longueur d'étincelle était exceptionnellement grande dans les vapeurs monoatomiques de mercure et de cadmium. Nous avons vu qu'elle a une grandeur analogue dans l'hélium, qui est monoatomique.

GAZ.	LONGUEUR d'étincelle.	GAZ.	LONGUEUR d'étincelle.
H ²	15-20	CAzH (80° C.)	2-3
Az ²	10-15	CO	10-14
AzO	9-14	C ² H ⁴	8-13
O ²	8-10	C ² H ⁶	10-13
HCl	5-7	CH ³ OH (100° C.)	9-12
Cl ²	2-4	CO ²	8-11
HBr	2-3,5	CH ³ CHO (100° C.)	6-8
HI	1,5-2	C ² H ⁵ OH (100° C.)	7-9
Br ² (100° C.)	2-3	CH ³ Cl	8-11
I ² (230° C.)	2,5-3	C ² Az ²	1,5-2
H ² O (130°)	4-7	(CH ³) ² CO (100° C.)	6-9
H ² S	3-5	C ² H ⁵ CHO (100° C.)	4-7
Az ² O	3-5	C ² H ⁵ Cl	4-7
SO ²	1,5-2	(C ² H ⁵) ² O (100° C.)	5-8
HgCl ² (271° C.)	2-2,5	CS ² (100° C.)	2-3
AzH ³	5-8	C ⁶ H ⁶ (110° C.)	7-9
PH ³	4-7	C ⁴ H ⁴ S (110° C.)	4-5
S ² Cl ² (135° C.)	1,75-2	C ² H ³ O ² C ² H ⁵ (110° C.)	3-7
PCl ³ (137°, 5 C.)	1,5-2	C ² H ⁵ Br (100° C.)	3-3,5
AsCl ³ (181°, 5 C.)	1,25-1,5	CHCl ³ (100° C.)	1,75-2
PBr ³ (271° C.)	1,75-2	C ³ H ¹ Br (100° C.)	2,25-2,75
SiF ⁴ (101° C.)	5-7	(CH ³) ² CHBr (100° C.)	2-2,5
PCl ³ O (153° C.)	2,25-2,5	CHI (100° C.)	2-2,25
SiCl ⁴ (170° C.)	1,75-2	CCl ⁴ (110° C.)	1,5-1,75
SnCl ⁴ (260° C.)	1,5-1,75	C ² H ⁵ I (100° C.)	1,75-2
CH ⁴	7-10	CHBr ² (180° C.)	2-2,5
C ² H ²	3-4	Hg (C ² H ⁵) ² (195° C.)	6-7

Théorie de la décharge électrique à travers les gaz.

228. On facilitera beaucoup la coordination de tous ces phénomènes variés qui ont trait à la décharge de l'électricité à travers les gaz si l'on essaye de se faire une idée du mécanisme qui la provoque. L'auteur a donné une théorie de la décharge dans un Mémoire lu à la Cambridge Philosophical Society, février 1900, et publié dans le *Philosophical Magazine*, 5^e série, t. L, 1900, p. 278. La conductibilité du gaz est due, dans cette théorie, à la présence d'ions produits par le champ lui-même.

Nous avons vu qu'un gaz est ionisé lorsqu'il est traversé par des rayons cathodiques, c'est-à-dire par des corpuscules animés d'un mouvement rapide. Ces rayons cathodiques, lorsque leur vitesse s'accélère ou décroît, donnent naissance à des rayons de Röntgen, qui ionisent également le gaz à travers lequel ils passent. Lorsqu'un courant électrique traverse un gaz, il est transporté par des corpuscules et par des ions positifs. Leur vitesse dépend de l'intensité du champ électrique. Les corpuscules en mouvement constituent les rayons cathodiques. Ils ionisent les gaz directement en en heurtant les molécules et indirectement grâce aux rayons de Röntgen, qui prennent naissance lorsqu'ils entrent en collision avec les molécules du gaz. Les rayons de Röntgen produits ainsi constituent les Entladungstrahlen de Wiedemann. Ainsi donc, lorsqu'il y a au début un certain nombre de corpuscules, le champ électrique, en les mettant en mouvement et en leur faisant acquérir une vitesse suffisante, peut produire un nouvel appoint de corpuscules, qui donnent naissance à d'autres, et ainsi de suite. On remarquera que les collisions sont la source de l'ionisation, non seulement lorsqu'elle est produite par le choc des rayons cathodiques, mais même lorsqu'elle est due aux rayons de Röntgen, puisque ces derniers sont produits par des collisions. Ainsi donc, lorsqu'une force électrique agira sur un gaz renfermant déjà des corpuscules, ces derniers en engendreront d'autres et leur nombre ira en augmentant. Mais, d'autre part, ce nombre sera réduit par les recombinaisons des corpuscules avec les ions positifs pour former des systèmes neutres et avec les molécules neutres pour former des ions négatifs volumineux.

Si la vitesse de recombinaison dépasse la vitesse de production, les corpuscules présents à l'origine tendront à disparaître et le gaz perdra sa conductibilité. Dans le cas contraire, le nombre des corpuscules augmentera et la conductibilité du gaz s'accroîtra également

de plus en plus. Pour qu'il puisse donc s'établir un état permanent il faut que la vitesse de recombinaison égale la vitesse de production.

Essayons maintenant d'obtenir une expression de l'énergie disponible pour l'ionisation. Pour simplifier le raisonnement, supposons la force électrique X parallèle à l'axe des x . Si λ est le libre parcours moyen d'un corpuscule dans le gaz, l'énergie possédée par ce corpuscule lorsqu'il vient en collision avec une molécule du gaz est proportionnelle à $Xe\lambda$. Les recherches que nous avons faites sur l'ionisation produite par des rayons cathodiques de différentes vitesses (p. 377) montrent que la quantité d'énergie qui peut être employée à la produire est une fonction compliquée de l'énergie possédée par le corpuscule avant la collision; pour de faibles valeurs de cette énergie, l'énergie I disponible pour l'ionisation est proportionnelle à E , énergie du corpuscule; lorsque E croît, I passe par un maximum, puis diminue. On peut montrer de même que l'énergie transformée en rayons de Röntgen varie dans le même sens, passant par un maximum pour une valeur particulière de E . Soit $\Phi(E)$ la fraction d'énergie E qui peut être employée à l'ionisation; si n représente le nombre de corpuscules par unité de volume, u la vitesse de l'un d'eux, le nombre de collisions par seconde et par centimètre cube sera $\frac{nu}{\lambda}$; l'énergie disponible pour l'ionisation sera donc égale à

$$\frac{nu}{\lambda} \Phi(E).$$

Considérons maintenant le nombre d'ions produits par cette quantité d'énergie; l'ionisation demandant pour sa production une quantité finie d'énergie, si $\Phi(E)$ est inférieur à une valeur déterminée, il n'y a pas production d'ions; si au contraire $\Phi(E)$ lui est supérieure, il y a production d'une ionisation croissante avec $\Phi(E)$.

La valeur de l'ionisation produite par une quantité donnée d'énergie dépend évidemment de la nature du gaz. Mais, lorsque le courant qui traverse ce dernier est intense, elle peut dépendre également du travail accompli par le champ électrique sur le gaz.

Nous devons, en effet, nous rappeler que les molécules du gaz sont exposées à la fois aux rayons cathodiques et aux rayons de Röntgen, et qu'une molécule, bien que sans pouvoir être ionisée actuellement par l'absorption de ces rayons, peut, si elle est capable d'accumuler de l'énergie, en acquérir suffisamment pour pouvoir devenir, lorsqu'elle sera frappée à nouveau, une victime plus facile qu'une molécule à l'état normal. Pour mettre le même argument sous une forme diffé-

rente, supposons qu'un atome soit ionisé quand son énergie interne atteint une certaine valeur critique. S'il est capable d'accumuler l'énergie qu'il reçoit, son ionisation peut être due à la somme de l'énergie qu'il a acquise par suite d'une absorption antérieure de rayons cathodiques ou de rayons de Röntgen et de celle qui lui est fournie par la radiation qui le frappe au moment de son ionisation.

229. Nous pouvons exprimer ceci en disant que le nombre d'ions produits par unité de volume et par seconde est $\frac{nu}{\lambda} F(E, nu E)$, E étant égal à $Xe\lambda$. Si le courant qui passe à travers le gaz est faible, nous pouvons négliger l'influence de l'énergie emmagasinée dans les atomes du gaz. Le nombre de corpuscules produits par chaque collision dépendra seulement de E . Ce nombre par seconde et par centimètre cube du gaz sera égal à

$$\frac{nu}{\lambda} f(E),$$

c'est-à-dire

$$\frac{nu}{\lambda} f(Xe\lambda).$$

Le nombre des corpuscules diminuera par suite de leur combinaison avec les ions positifs et les molécules neutres. Ces dernières surpassant énormément les premiers en nombre, les combinaisons avec des molécules seront les plus nombreuses. Le nombre de collisions se produisant par seconde entre molécules et corpuscules sera, par centimètre cube du gaz, égal à $\frac{nu}{\lambda}$. Si une fraction γ se recombine, le nombre de corpuscules disparaissant par centimètre cube et par seconde sera $\gamma \frac{nu}{\lambda}$. Si nous comparons les pertes et les gains, nous voyons que la vitesse d'accroissement du nombre des corpuscules est égale à

$$\frac{nu}{\lambda} [f(Xe\lambda) - \gamma].$$

L'équation de continuité nous donne

$$\frac{dn}{dt} + \frac{\partial}{\partial x}(nu) = \frac{nu}{\lambda} [f(Xe\lambda) - \gamma].$$

Si le courant a atteint l'état permanent, cette équation devient

$$\frac{\partial}{\partial x}(nu) = \frac{nu}{\lambda} [f(Xe\lambda) - \gamma].$$

Si le champ électrique est uniforme, on peut écrire

$$\frac{\partial}{\partial x}(nu) = anu;$$

α est donc indépendant de x et égal à

$$\frac{1}{\lambda} [f(Xe\lambda) - \gamma].$$

La solution de cette équation est

$$nu = C\varepsilon^{\alpha x}.$$

nu est la quantité d'électricité négative passant dans l'unité de temps à travers l'unité d'aire d'un plan perpendiculaire à l'axe des x situé à une distance x de l'origine. On peut la mesurer en disposant en ce point une plaque métallique reliée à un électromètre et en mesurant la vitesse avec laquelle elle se charge d'électricité négative. Townsend (1) et Townsend et Kirby (2) ont fait une série d'expériences très précises sur ce sujet et ont déterminé les valeurs de α pour différents gaz sous différentes pressions et dans des champs électriques d'intensités variables. La Table suivante donne les valeurs de α trouvées par Townsend pour l'air :

X volts par centimètre.	Pression				
	0 ^{mm} ,17, α .	0 ^{mm} ,38, α .	1 ^{mm} ,10, α .	2 ^{mm} ,1, α .	4 ^{mm} ,1, α .
20	0,24				
40	0,65	0,34			
80	1,35	1,3	0,45	0,13	
120	1,8	2,0	1,1	0,42	0,13
160	2,1	2,8	2,0	0,9	0,28
200		3,4	2,8	1,6	0,5
240	2,45	3,8	4,0	2,35	0,99
320	2,7	4,5	5,5	4,0	2,1
400		5,0	6,8	6,0	3,6
480	3,15	5,4	8,0	7,8	5,3
560		5,8	9,3	9,4	7,1
640	3,25	6,2	10,6	10,8	8,9

230. Nous voyons ainsi que, pour une valeur donnée de X, α commence par croître avec la pression, puis atteint un maximum au delà duquel il diminue lorsque la pression s'accroît. Nous voyons également que plus haute est la pression, plus grande est la valeur de X correspondant à ce maximum. Les valeurs de α pour les deux plus basses pressions montrent qu'il tend vers une valeur constante lorsque l'intensité du champ croît.

Ces résultats concordent avec les valeurs que nous avons obtenues

(1) TOWNSEND, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. I, 1901, p. 198.

(2) TOWNSEND et KIRBY, *ib.*, p. 630.

pour α , c'est-à-dire

$$\alpha = \frac{f(Xe\lambda) - \gamma}{\lambda}.$$

Si X est constant, la valeur de la pression qui rend α maximum est donnée par

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = 0$$

ou

$$(1) \quad \frac{f'(Xe\lambda)Xe}{\lambda} - \frac{[f(Xe\lambda) - \gamma]}{\lambda^2} = 0$$

ou

$$f'(Xe\lambda) = \frac{df(Xe\lambda)}{dXe\lambda}.$$

L'équation (1) peut s'écrire

$$(2) \quad Xe\lambda f'(Xe\lambda) = f(Xe\lambda) - \gamma.$$

Cette équation détermine la valeur de λ correspondant au maximum de α .

Nous voyons, d'après la forme de cette équation, que sa solution est de la forme

$$Xe\lambda = c,$$

c étant indépendant à la fois de X et de λ . La valeur de λ , pour laquelle α est maximum, est inversement proportionnelle à X . λ étant inversement proportionnel à la pression, la pression pour laquelle α est maximum sera proportionnelle à X .

Townsend a montré comment de la mesure de α on peut déduire le libre parcours moyen des corpuscules. Si l'ionisation est due au choc des corpuscules et des molécules, le nombre maximum de corpuscules produits, si toutefois un corpuscule ne peut en détacher plusieurs autres par un seul choc, sera égal au nombre de collisions. Nous voyons que, dans ce cas, $\alpha = \frac{1}{\lambda}$. Ainsi α , lorsqu'il devient indépendant de l'intensité du champ, est égal à l'inverse du libre parcours moyen, c'est-à-dire au nombre de collisions produites par le corpuscule sur un espace de 1 cm .

Nous pouvons ainsi déduire de la Table, page 474, qu'un corpuscule provoque environ 3,25 collisions par centimètre lorsqu'il se meut dans l'air à la pression de $0^{\text{mm}},17$ de mercure, ou 19 collisions par centimètre lorsque la pression est de 1^{mm} . Townsend a montré que le nombre de collisions déterminé ainsi concorde bien avec celui qu'on peut déduire de la théorie des gaz pour les collisions entre un corps de dimensions négligeables et un autre ayant celles d'une molécule d'air. La théorie cinétique des gaz donne, pour le nombre

de collisions subies par un corpuscule qui se meut dans l'air à la pression de 1^{mm} de mercure, la valeur 21 par centimètre de trajectoire. Townsend et Kirby montrèrent que, dans H ou CO² à cette même pression, ce nombre atteint respectivement les valeurs 11,5 et 29, concordant également bien avec celles déduites de la théorie cinétique.

Si nous avons affaire à des corpuscules animés des vitesses que possèdent ceux qui constituent les rayons de Lenard, c'est-à-dire comprises entre 10⁹ et 10¹⁰ cm : sec, le nombre d'ions produits sera beaucoup plus petit que dans le cas des corpuscules relativement lents qui ont fait jusqu'à présent l'objet de nos expériences.

Ainsi, Durack (1) a montré qu'un corpuscule qui se meut avec une vitesse de 5×10^9 cm : sec produit seulement 0,4 ion par centimètre de parcours dans l'air sous la pression de 1^{mm} de mercure, et avec les corpuscules encore plus rapides émis par le radium, l'ionisation est encore plus faible. Nous avons considéré (p. 378) l'influence de la vitesse sur l'ionisation.

231. Dans les expériences que nous venons d'exposer, les courants étaient très faibles; on obtenait l'apport initial de corpuscules à l'aide de métaux exposés à la lumière ultra-violette ou de gaz soumis à l'action des rayons de Röntgen. Dans ces conditions, lorsque la différence de potentiel est très inférieure à celle qui est nécessaire pour produire une étincelle dans l'air à l'état normal, on n'observe aucun signe d'instabilité dans le courant et aucune luminosité appréciable dans le gaz. Nous nous rapprochons bien davantage des conditions dans lesquelles se produisent les décharges lumineuses, telles que les étincelles ou les décharges électriques dans les gaz à basse pression, en nous servant d'un apport beaucoup plus considérable de corpuscules. On obtient facilement ce résultat grâce à une méthode due à Wehnelt (2). On revêt un fil de platine d'une mince couche de chaux et on le porte à l'incandescence par un courant électrique. Wehnelt a montré que la chaux incandescente émet un flux abondant de corpuscules donnant naissance, sous des différences de potentiel relativement faibles, à des courants assez intenses. Cette méthode m'a été d'un grand secours dans l'étude des propriétés de la décharge électrique. On peut en contrôler aisément les conditions, et l'on peut obtenir, avec des différences de poten-

(1) J.-J.-E. DURACK, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IV, 1902, p. 29.

(2) WEHNELT, *Ann. de Phys.*, t. XIV, 1904, p. 425.

tiel assez faibles pour pouvoir être mesurées avec une grande sécurité, les traits caractéristiques de la décharge.

Pour étudier l'ionisation produite dans le gaz par un champ électrique, je me suis servi d'un tube dans lequel la cathode recouverte de chaux était fixe, tandis que l'anode, constituée par un disque plat, pouvait se mouvoir d'avant en arrière. On ajustait la distance entre les électrodes de manière à ne pas altérer la température de la cathode et la pression du gaz. Je fis une série de mesures relatives à la relation entre le courant traversant le tube et la différence de potentiel entre les électrodes pour les trois distances, 1^{mm}, 5^{mm} et 10^{mm}, entre l'anode et la cathode. La Table I donne un exemple d'une telle série d'expériences; la pression du gaz était de 0^{mm},2 de mercure.

TABLE I.

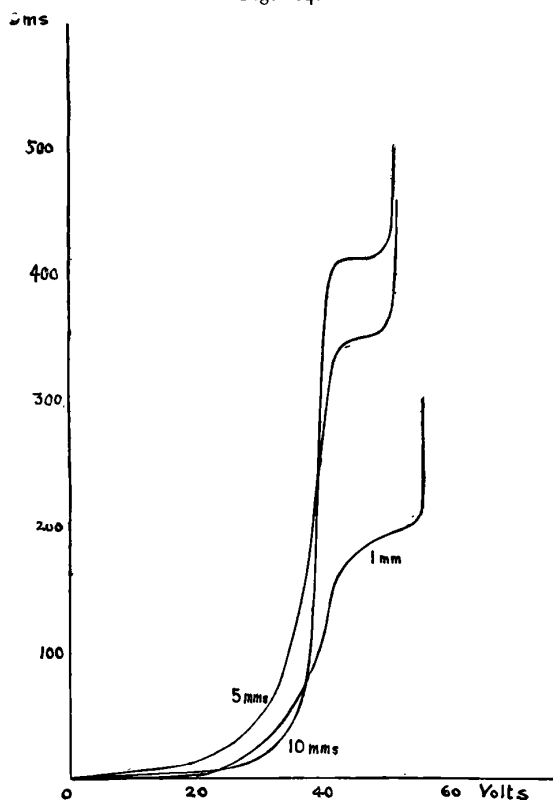
Différence de potentiel en volts entre l'anode et la cathode.	Distance entre les électrodes.		
	1 ^{mm} . — Déviation du galvanomètre.	5 ^{mm} . — Déviation du galvanomètre.	10 ^{mm} . — 1 ^{cm} = 2 × 10 ⁻¹ amp.
0.....	0	0	0
10.....	0,2	1,6	0,5
15.....	1,0	5,3	1,9
20.....	2,4	10,7	3,8
25.....	6,7	22,4	7,8
30.....	19,9	45,1	14,3
35.....	56,3	113	39,3
37.....	(anode brillante)	(anode brillante)	170 (anode brillante)
40.....	—	—	244
45.....	117	252	411
50.....	172	348	414
50.....	188	352	414
52.....	—	458	504
55.....	203	(décharge)	(décharge)
56.....	396 (décharge)		

Les courbes de la figure 134 représentent ces résultats.

La Table met clairement en évidence l'ionisation produite par le champ électrique. En effet, les courants pour la même différence de potentiel sont toujours plus grands lorsque la distance est égale à 5^{mm} que lorsqu'elle est de 1^{mm}. Dans ce dernier cas cependant, la force électrique moyenne est beaucoup plus grande. L'ionisation due au champ se produit dans ce cas pour des différences de potentiel inférieures à 10 volts.

Le palier de la courbe indiquant une période où l'ionisation croît très lentement avec la différence de potentiel existe, comme nous

Fig. 134.

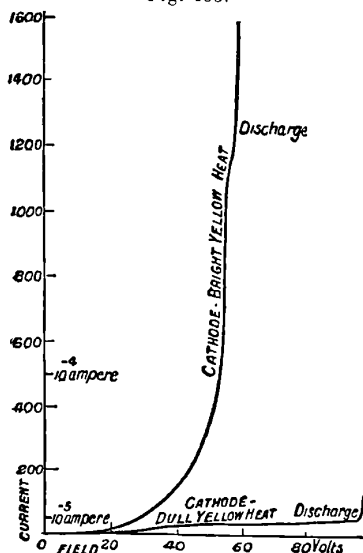


l'avons vu, dans les résultats obtenus à basse pression avec des courants faibles.

Un des caractères les plus intéressants de ces courbes est le très rapide accroissement du courant qu'on observe lorsque la luminosité paraît; dans certains cas, à ce moment le courant croît de 40 fois sa valeur pour un accroissement de potentiel inférieur à $\frac{1}{10}$ de volt. Cet énorme accroissement du courant implique naturellement un grand accroissement de l'ionisation. Un trait suggestif et caractéristique est l'instantanéité de l'apparition de la luminosité; avec de petites différences de potentiel, la décharge est entièrement obscure; si l'on fait croître la différence de potentiel, une luminosité pourpre apparaît graduellement à l'anode; elle n'est pas accompagnée d'un accroissement brusque du courant; si l'on fait croître le poten-

tiel, on atteint une période où toute la luminosité dans le gaz est confinée à l'anode; puis soudain une lueur bleue, tout à fait différente comme couleur et comme apparence de celle qu'on observait à l'anode, part de la cathode, accompagnée d'un grand accroissement du courant. Dans des circonstances favorables, l'apparition de cette luminosité est excessivement brusque; une variation de $\frac{1}{10}$ de volt

Fig. 135.



suffit en effet pour faire passer la décharge de la période où l'on ne peut déceler aucune luminosité même dans une chambre obscure à celle où elle est visible en plein jour et à une grande distance.

L'intensité du champ électrique pour laquelle cette luminosité apparaît dépend dans une très large mesure du courant qui traverse le gaz. Ceci est mis en évidence par les courbes de la figure 134, et d'une manière encore plus nette, sur la figure 135, qui représente les modifications produites dans les courbes courant-potential par une diminution de la quantité de corpuscules lorsqu'on abaisse la température de la cathode; on peut voir que la différence de potentiel nécessaire pour provoquer la luminosité avec un courant faible est plus grande que celle qu'exige un courant plus intense. Il est facile, en faisant varier la température de la cathode, de passer de l'état de choses pour lequel une différence de potentiel de 20 volts provoque la luminosité à celui pour lequel plusieurs centaines de volts ne suffisent pas.

Nous pouvons montrer également l'influence de la densité de courant sans changer la température de la cathode, en disposant un électro-aimant dont les lignes de force magnétiques sont parallèles à la droite joignant l'anode à la cathode dans le tube à décharge. La force magnétique a pour effet de faire suivre aux corpuscules les lignes de force, et ainsi, sans qu'ils soient émis en quantité différente, de concentrer leurs trajectoires et d'accroître ainsi la densité de courant. Lorsque l'électro-aimant fonctionne, l'ionisation et la luminosité se produisent pour une valeur du potentiel inférieure à celle qui est nécessaire lorsqu'il ne fonctionne pas, et il est facile de disposer l'expérience de telle sorte que la décharge soit obscure lorsque l'électro-aimant est arrêté et lumineuse lorsqu'on le met en action. Lors même que la présence de l'aimant ne serait pas suffisante pour provoquer la décharge lumineuse, elle accroît cependant dans la plupart des cas l'intensité du courant. En disposant l'électro de telle sorte que les lignes de force magnétiques soient dirigées perpendiculairement à la ligne cathode-anode, nous pouvons éparpiller les trajectoires des corpuscules, et la densité de courant sera ainsi diminuée. Dans ce cas, la différence de potentiel devra être plus grande pour provoquer une décharge lumineuse.

Un aimant produit des effets analogues sur un autre type de décharge que j'ai décrit dans *Recent Researches*, p. 105.

232. Le fait que l'intensité du champ électrique au moment de l'apparition de la luminosité dépend de la densité de courant est, à mon avis, une conséquence du principe énoncé paragraphe 228, à savoir que la décharge a une action cumulative sur les molécules du gaz dans son voisinage immédiat et que la luminosité d'un atome ne résulte pas nécessairement d'une seule collision entre un corpuscule et lui.

Si la luminosité était le résultat d'une collision, puisque l'énergie d'un corpuscule dépend seulement du champ électrique et non de la densité de courant, l'effet produit lorsqu'on fait croître cette dernière serait simplement un accroissement dans la même proportion du nombre des atomes lumineux.

Or en réalité, si l'on maintient constante la différence de potentiel entre les électrodes et si le courant croît par suite de l'élévation de la température de la cathode, la luminosité augmente hors de toute proportion si on la compare à l'accroissement de courant.

L'instantanéité de l'apparition de la luminosité semble indiquer qu'avant le passage de la décharge quelques atomes de gaz sont dans une situation critique, telle qu'un très faible accroissement de l'intensité du champ électrique rende alors instable leur équilibre. Il s'ensuit alors une explosion qui provoque une expulsion des corpuscules; ceux-ci font croître le courant, et l'ébranlement de l'atome est alors tel, que l'énergie rayonnée par les corpuscules qu'il renferme suffit à produire la luminosité. Ainsi, la luminosité et l'ionisation qui l'accompagne peuvent être considérées comme ayant pour origine non des corpuscules arrachés à l'atome par l'action directe du champ électrique, ou par le choc contre des corpuscules animés d'un mouvement rapide, mais plutôt une explosion de l'atome lui-même qui a absorbé une quantité d'énergie telle, que son équilibre est devenu instable. Nous avons déjà eu des raisons de croire que c'est ce qui se passe également dans le cas de la radiation secondaire des rayons de Röntgen et dans celui de l'émission de corpuscules par les métaux exposés à la lumière ultra-violette.

Pour mieux concevoir l'origine de cette instabilité, supposons que l'atome devienne instable et par suite lumineux lorsque son énergie interne atteint une valeur déterminée E_1 . Si l'énergie que possède un corpuscule est comprise entre certaines limites, une collision contre un atome pourra avoir pour effet de donner à celui-ci une énergie interne suffisante pour le rendre lumineux. Même si l'énergie du corpuscule est moindre et si à la suite d'une collision il communique seulement à l'atome une quantité d'énergie interne, inférieure à E_1 , il lui en fournira cependant une certaine quantité, et si l'atome peut jusqu'à un certain point la mettre en réserve, il contribuera à lui faire acquérir cette quantité critique qui le rend lumineux.

L'atome qui a vu croître ainsi son énergie, n'exige plus, aussi longtemps qu'il la retient, un apport aussi considérable qu'auparavant pour devenir lumineux.

De plus, l'atome peut acquérir de l'énergie non pas simplement en se heurtant lui-même contre des corpuscules, mais encore à la suite de collisions des atomes voisins contre d'autres corpuscules. Ces collisions donnent naissance à des rayons de Röntgen très mous qui peuvent être absorbés par les atomes voisins et contribuer à élever leur énergie jusqu'à la valeur critique.

L'énergie qui provient de ces rayons peut elle-même élever l'énergie interne des atomes jusqu'à la valeur critique ou l'en rapprocher

assez pour qu'une simple collision contre un corpuscule suffise pour l'y amener. La rapidité avec laquelle l'énergie est fournie à l'atome à la suite de collisions de ces corpuscules entre eux et avec les atomes voisins dépend de la vitesse avec laquelle l'énergie est communiquée au gaz par le champ électrique, c'est-à-dire de Fnu , F étant la force électrique dans le voisinage et nu le flux de corpuscules à travers l'unité d'aire, et non pas seulement de F seul. L'atome rayonne une certaine quantité de son énergie interne; si la proportion d'énergie ainsi rayonnée en un temps donné est proportionnelle à E , l'énergie interne que possède l'atome à cet instant est égale à βE ; si q représente la quantité d'énergie interne qui lui est communiquée dans l'unité de temps, nous avons

$$\frac{dE}{dt} = q - \beta E.$$

Si E s'annule en même temps que t ,

$$E = \frac{q}{\beta} (1 - e^{-\beta t}).$$

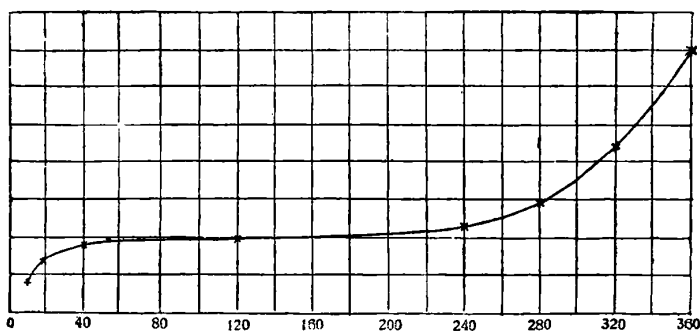
$\frac{q}{\beta}$ est ainsi l'énergie interne limite que peut acquérir l'atome, et ce dernier atteindra ou non l'énergie critique E_1 , suivant que q sera supérieur ou inférieur à βE_1 ; dans le premier cas, l'atome deviendra lumineux; il n'en sera rien dans le second.

Comme q dépend de nu aussi bien que de F , nous voyons que, lorsque nu est grand, l'atome peut devenir lumineux dans des champs électriques plus faibles que si nu est petit. Ce résultat donne un caractère très net de la décharge.

233. Dans les cas que nous avons considérés, la source des corpuscules, chaux à température élevée dans l'un, rayons de Röntgen ou ultra-violets dans l'autre, était indépendante du champ électrique. Ce dernier, agissant sur les corpuscules produits par ces agents, leur communique une énergie suffisante pour leur permettre de produire de nouveaux ions par collision contre les molécules du gaz à travers lequel ils se meuvent; de ce fait, le nombre des corpuscules est grandement accru et devient suffisant même dans des champs faibles pour permettre le transport de courants intenses et donner lieu à la luminosité qui caractérise les différents types de décharge. Mais, s'il n'y a pas une certaine provision de corpuscules en dehors de ceux produits par le champ lui-même, la présence accidentelle de quelques corpuscules dans le gaz lorsqu'on applique le champ pour

la première fois peut ne pas donner lieu à un courant permanent à travers le gaz. Comme ces corpuscules sous l'action du champ électrique seront repoussés par la cathode, et comme cette dernière n'est pas une source de corpuscules, ils ne seront pas renouvelés; ainsi, bien que par suite de l'ionisation par collision un nombre de corpuscules supérieur à celui préexistant dans le gaz puisse atteindre l'anode, cette quantité de corpuscules disparaîtra entièrement après un temps proportionnel à celui nécessaire à un corpuscule pour aller d'une électrode à l'autre. La conductibilité du gaz peut cependant se maintenir si les ions positifs peuvent produire des ions par collision, soit contre les molécules du gaz, soit contre la cathode elle-même; dans ce cas, en effet, si les ions positifs se meuvent en sens inverse, ils fourniront une certaine quantité de corpuscules qui remplaceront ceux entraînés par le champ électrique. Nous savons que les ions positifs dans des champs électriques très intenses peuvent produire des corpuscules à la fois par collisions contre les molécules du gaz et contre le métal des électrodes. La première preuve d'une ionisation par collision des ions positifs avec les molécules du gaz a été obtenue par Mac Clelland (1) qui détermina la relation reliant le courant à la différence de potentiel, l'anode étant constituée par un fil de platine chaud et la cathode par un tube métallique coaxial, à la température ambiante. Le fil chaud émet, comme nous l'avons vu, des ions positifs; ces derniers sont repoussés loin du fil et transportent le courant à travers le gaz. La courbe donnée (fig. 136), qui

Fig. 136.



correspond à une pression de $0^{\text{mm}},75$, représente le courant en fonction de la différence de potentiel.

(1) MAC CLELLAND, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1901, p. 296.

Cette figure nous montre que le courant est saturé lorsque la différence de potentiel atteint environ 80 volts et ne croît pas d'une manière appréciable jusqu'à 200 volts; au delà, il augmente rapidement, ce qui montre qu'il se produit une ionisation sous l'influence du champ électrique; comme le fil émet seulement des ions positifs, l'ionisation produite ne peut être due qu'à eux. Nous voyons que l'ionisation ne se produit que si la différence de potentiel est très grande. Les expériences suivantes de l'auteur ⁽¹⁾ mettent directement en évidence l'ionisation produite par les collisions entre ions positifs animés d'un mouvement rapide et molécules du gaz, et la production de corpuscules par le choc des ions positifs contre une plaque métallique.

C est la cathode d'un tube à décharge renfermant un gaz à basse pression; l'anode est constituée par le fil situé au sommet. Le tube de laiton B est ajusté dans une ouverture pratiquée dans C; les ions positifs provenant de l'anode et allant vers la cathode le traversent et frappent la plaque M. Un fil qui lui est relié et sort à l'extérieur du tube permet de la charger positivement ou négativement. On produit la décharge à travers le tube soit avec une bobine d'induction, soit avec une machine de Wimshurst; on obtient les mêmes résultats quel que soit l'appareil utilisé. On met la cathode C à la terre et l'on applique en B une force magnétique transversale intense pour éviter que des rayons cathodiques produits par une inversion de la bobine ne passent à travers le tube. On peut facilement montrer que les ions positifs produisent des corpuscules lorsqu'ils atteignent la plaque métallique M, en la chargeant négativement, par exemple à un potentiel de 80 volts; on aperçoit alors, émanant de la partie de la plaque frappée par les ions positifs, un pinceau de rayons faiblement lumineux, présentant l'aspect représenté en β (fig. 137). On peut voir, en faisant agir sur lui un aimant, que ce pinceau est formé par des corpuscules; il est facilement déviable par l'aimant, et le sens de la déviation montre que les rayons ont une charge négative.

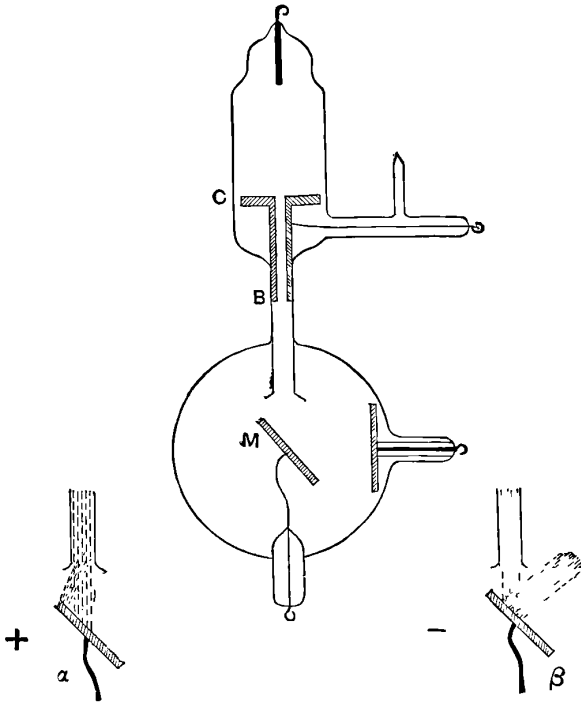
Ces rayons ne sont pas projetés par la plaque avec une grande vitesse; on peut le voir en constatant qu'ils sont entièrement arrêtés lorsqu'on charge la plaque positivement à un potentiel de 2 ou 3 volts.

L'aspect du faisceau d'ions positifs lorsque n est chargé positivement montre que les ions positifs, en passant à travers le gaz, pro-

(1) J.-J. THOMSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XIII, 1905, p. 212.

duisent des corpuscules avant d'avoir rencontré le métal; dans ce cas, en effet, les limites du pinceau formé par les ions positifs sont floues, et il s'incline vers la plaque positive, comme le montre la figure 137 *a*.

Fig. 137.



Cette partie floue est très sensible aux forces magnétiques, et le sens du déplacement montre qu'elle est formée de corpuscules.

Austin ⁽¹⁾ a montré récemment que le choc des ions positifs contre une plaque métallique provoque une émission de corpuscules.

234. Townsend ⁽²⁾ a mesuré le nombre d'ions produits par le choc des ions positifs dans l'air et l'hydrogène, et Hurst ⁽³⁾ a déterminé le même nombre dans CO² et l'azote pour des pressions différentes et dans des champs électriques de diverses intensités. La Table suivante donne quelques-uns de leurs résultats.

x représente la force agissant sur l'ion positif exprimée en volts

(¹) AUSTIN, *Phys. Rev.*, t. XXII, 1906, p. 312.

(²) TOWNSEND, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VI, 1903, p. 598.

(³) HURST, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. XI, 1906, p. 535.

par centimètre; β le nombre d'ions produits par un ion positif par centimètre de trajectoire et p la pression.

On remarquera que les ions positifs produisent beaucoup plus d'ions dans l'hydrogène que dans l'air, et, si l'on compare ces résultats à ceux donnés page 474, on voit que le nombre d'ions produits par les ions positifs est faible comparé à celui que produisent les corpuscules. Les valeurs de β pour l'azote sont considérablement plus grandes que pour l'air.

Air.	$p = 2^{\text{mm}}$.	Hydrogène.	$p = 8^{\text{mm}}$.	CO ² .	$p = 2^{\text{mm}}$.	Azote.	$p = 4^{\text{mm}}$.
χ	β	χ	β	χ	β	χ	β
700	0,0282	525	0,0475	1400	0,0085	525	0,033
		700	0,059			700	0,049
		1050	0,164				
	$p = 1^{\text{mm}}$.		$p = 4^{\text{mm}}$.		$p = 1^{\text{mm}}$.		$p = 2^{\text{mm}}$.
350	0,0141	350	0,0295	700	0,0041	350	0,025
395	0,022	525	0,082	875	0,0138	525	0,06
437	0,0345	700	0,214	1050	0,0353		
480	0,048						
525	0,066						
			$p = 2^{\text{mm}}$.		$p = 0^{\text{mm}},5$.		$p = 1^{\text{mm}}$.
		262	0,041	525	0,0174	350	0,099
		350	0,107	700	0,06	525	0,15
				875	0,079		
	$p = 0^{\text{mm}},66$.		$p = 1^{\text{mm}}$.		$p = 0^{\text{mm}},25$.		$p = 0^{\text{mm}},5$.
350	0,049						
437	0,084	262	0,202	525	0,089	262,5	0,074
525	0,12	350	0,33				

235. Avant d'essayer d'obtenir à partir des principes que nous avons discutés la relation entre le potentiel explosif, la longueur d'étincelle et la pression, il est utile d'examiner quelques résultats relatifs à la distribution de la force électrique le long de la décharge et obtenus par l'étude de cette dernière à basse pression, alors que sa structure est beaucoup plus facile à saisir qu'à la pression atmosphérique. Cette structure, comme nous le verrons plus loin, est sujette à de multiples variations. La figure 138 en donne un exemple que nous pouvons considérer comme typique.

La figure 139 montre la distribution de l'intensité électrique le long de la ligne de décharge. Au voisinage de la cathode existe un espace obscur, appelé par Crookes *espace sombre*. Son épaisseur ne dépend pas de la distance de électrodes, puis vient une partie lumi-

neuse appelée *lumière négative*; elle est suivie d'un intervalle sombre appelé *espace sombre de Faraday*; puis la luminosité s'étend en atteignant l'anode, formant ce qu'on appelle la *colonne positive*.

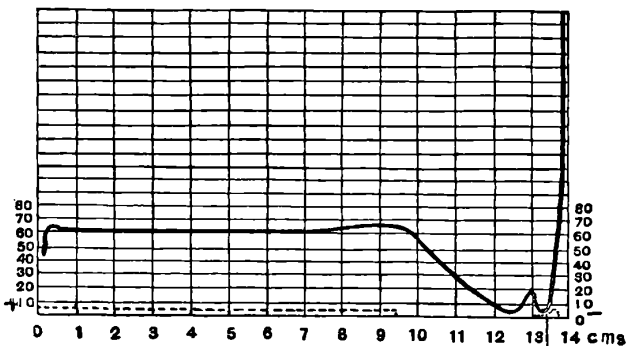
La courbe représentant l'intensité électrique nous montre que

Fig. 138.



cette dernière est sensiblement uniforme le long de la colonne positive; dans l'espace sombre de Crookes elle est beaucoup plus grande.

Fig. 139.



La différence de potentiel entre la cathode et la lumière négative, dénommée *chute cathodique de potentiel*, est, comme nous le verrons plus loin, indépendante de la pression du gaz et de la distance qui

sépare l'anode de la cathode tant que celle-ci est supérieure à l'épaisseur de l'espace sombre. Des mesures récentes de Strutt ont montré que la chute cathodique de potentiel est égale au potentiel explosif minimum. Nous voyons en outre que c'est seulement dans l'espace sombre de Crookes que l'intensité électrique est plus grande que dans la colonne positive uniforme, et que c'est là seulement que les ions positifs peuvent produire de nouveaux ions par leurs chocs contre les molécules du gaz. En résumé, nous avons une intensité électrique uniforme le long de la colonne positive et une intensité variable, mais beaucoup plus grande, dans l'espace sombre de Crookes. L'épaisseur de l'espace sombre est indépendante de la distance entre les électrodes; plus ces dernières sont donc éloignées l'une de l'autre, plus longue est la région située le long de la colonne positive et où l'intensité électrique est uniforme.

La distribution de la force électrique donnée (*fig. 139*) montre que c'est seulement contre la cathode que les ions positifs peuvent, dans un espace de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen d'un ion, traverser la différence de potentiel nécessaire pour leur donner une énergie suffisante, leur permettant de produire des ions par collision avec les molécules du gaz ou par choc contre une plaque métallique. Si c'est seulement dans une couche mince de gaz contiguë à l'électrode que les ions positifs peuvent produire de nouveaux ions par collisions avec les molécules du gaz, le nombre d'ions produits ainsi dans cette couche mince sera probablement très faible si on le compare à celui de ceux qui sont produits par le choc contre la cathode elle-même. En tout cas, puisque le point où sont produits les corpuscules par collision des ions positifs est en contact avec la surface de la cathode, le développement mathématique des conséquences de cette production se fera suivant la même marche, que le gaz produise ou non une fraction appréciable de corpuscules.

Supposons que nous avons deux plaques métalliques parallèles entre lesquelles existe un fort champ électrique et que, lorsqu'un courant passe à travers le gaz compris entre elles, les ions positifs sont précipités sur la cathode avec une vitesse suffisante pour que sous cette action cette dernière émette une nuée de corpuscules. Ces corpuscules émis par la cathode acquièrent sous l'influence du champ électrique une énergie suffisante pour ioniser le gaz et provoquent la formation d'ions positifs qui se précipitent sur la cathode et produisent des corpuscules par leur choc. Ainsi, les corpuscules émis par la cathode et les ions positifs à l'intérieur du gaz sont en

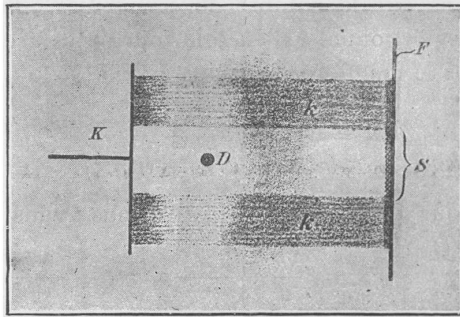
relations étroites les unes avec les autres, les ions positifs produisant des corpuscules, les corpuscules des ions positifs.

Les deux courants, ions positifs dans un sens, corpuscules en sens inverse, sont inséparablement liés, et, si l'un fait défaut, l'autre disparaît également.

Quelques expériences de Schuster ⁽¹⁾ et Wehnelt ⁽²⁾ sur l'effet produit par des obstacles solides placés dans l'espace sombre de Crookes montrent admirablement bien cette dépendance mutuelle des ions positifs et des corpuscules. Ces obstacles portent ombre sur la cathode et la région recouverte par cette ombre n'émet pas de rayons cathodiques. La figure 140, extraite d'un Mémoire de Wehnelt, représente cet effet. D représente l'obstacle, K la cathode.

236. Nous allons maintenant déterminer la relation entre V , différence de potentiel, et d , distance entre les plaques. Nous sup-

Fig. 140.



poserons le courant assez faible pour qu'il n'y ait pas assez d'ions entre les plaques pour apporter une perturbation appréciable dans l'uniformité du champ électrique. Dans ces conditions, la différence de potentiel entre la cathode et un point qui s'en trouve à une distance x sera $\frac{Vx}{d}$. Si n est le nombre de corpuscules et u leur vitesse en ce point, le nombre d'ions positifs qu'ils produiront dans une couche d'épaisseur dx sera proportionnel à $nu dx$, soit $\alpha nu dx$. Si les ions positifs frappaient la cathode d'une manière ininterrompue, cette dernière recevrait une quantité d'énergie $\frac{Vxe}{d}$, e étant la charge d'un ion; mais l'énergie reçue sera inférieure à cette valeur,

(1) SCHUSTER, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXVII, 1890, p. 557.

(2) WEHNELT, *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 421.

1° parce que les ions perdent une partie de leur énergie à la suite de collisions avant d'atteindre la cathode; 2° parce que quelques-uns d'entre eux se recombinent pendant le trajet et ne l'atteignent pas. Nous supposons que la quantité moyenne d'énergie possédée par un ion positif lorsqu'il atteint la cathode est $\frac{Vex}{d} \varepsilon^{-\beta x}$; la quantité d'énergie donnée à celle-ci dans l'unité de temps par les ions positifs sera alors

$$\int_0^d x nu \frac{Vex}{d} \varepsilon^{-\beta x} dx.$$

Mais nous avons

$$\frac{d}{dx}(nu) = x nu,$$

d'où

$$nu = n_0 u_0 \varepsilon^{x\alpha},$$

$n_0 u_0$ étant le courant de corpuscules issus de la cathode. Mais l'émission de corpuscules par celle-ci est due au choc des ions positifs; si nous supposons que le nombre de corpuscules émis dans l'unité de temps est proportionnel à l'énergie fournie à la cathode par les ions positifs dans le même temps, nous avons

$$n_0 u_0 = k \int_0^d x nu \frac{Vex}{d} \varepsilon^{-\beta x} dx,$$

où k est constant.

Substituant pour nu la valeur $n_0 u_0 e^{x\alpha}$, nous avons

$$1 = k \frac{Ve}{d} \alpha \int_0^d \varepsilon^{\alpha x} x \varepsilon^{-\beta x} dx = k \frac{Ve}{d} \alpha \left[\frac{d}{\alpha - \beta} \varepsilon^{(\alpha - \beta)d} - \frac{\varepsilon^{(\alpha - \beta)d}}{(\alpha - \beta)^2} + \frac{1}{(\alpha - \beta)^2} \right]$$

ou

$$(1) \quad V - \frac{\alpha - \beta}{\alpha} \frac{1}{ke} \left[\frac{1}{\varepsilon^{\alpha \beta d} - \frac{\varepsilon^{(\alpha - \beta)d}}{d(\alpha - \beta)} + \frac{1}{d(\alpha - \beta)}} \right].$$

Cette équation donne la relation entre la différence de potentiel et la distance entre les électrodes.

Or α est proportionnel à $\frac{1}{\lambda}$, β à $\frac{1}{\lambda'}$, λ étant le libre parcours moyen d'un corpuscule et λ' celui d'un ion positif dans le gaz. Tant que nous avons affaire au même gaz, λ et λ' sont proportionnels à L , libre parcours moyen d'une molécule du gaz, α et β sont alors proportionnels à la pression et par suite $\frac{\alpha - \beta}{\alpha}$ en est indépendant. Nous voyons, d'après (1), que V est fonction de pd , p étant la pression, ce qui est conforme à la loi de Paschen.

Nous voyons que pour $d = 0$, $V = \infty$; il est donc impossible de produire des décharges infiniment courtes par le mécanisme que nous avons discuté. Lorsque nous avons considéré (voir p. 455) de telles décharges, nous avons émis l'hypothèse qu'elles se produisent par un processus différent.

Le dénominateur du second membre de l'équation (1) passe par un maximum, et par suite V atteint un minimum lorsque d a la valeur donnée par l'équation

$$\frac{d}{dx} \left(\varepsilon^x - \frac{\varepsilon^x}{x} + \frac{1}{x} \right) = 0$$

lorsqu'on remplace x par $(\alpha - \beta) d$, x est ainsi solution de l'équation

$$\varepsilon^x (x^2 - x + 1) = 1$$

ou $x = -1,8$ approximativement. La distance explosive correspondant au potentiel minimum est alors $\frac{1,8}{\beta - \alpha}$ et le potentiel minimum V_0 est donné par l'équation

$$(2) \quad V_0 = \frac{\beta - \alpha}{\alpha} \frac{2,2}{ke}.$$

Puisque α et β sont tous les deux inversement proportionnels au libre parcours moyen des molécules du gaz, c'est-à-dire proportionnels à la pression, la distance explosive critique d'après cette théorie variera en sens inverse de cette dernière. Nous avons vu que tel est bien le cas. $\frac{\alpha}{\beta - \alpha}$ étant indépendant de la pression, la différence de potentiel minima nécessaire au passage de la décharge en sera indépendante.

Si l est la distance explosive critique et V_0 le potentiel disruptif minimum, nous avons à partir de l'équation (2) en supposant $\alpha = \frac{l}{\lambda}$, où λ est le libre parcours moyen d'un corpuscule dans le gaz sous la pression critique

$$V_0 = \frac{\lambda}{l} \frac{1,2}{ke}.$$

Or, par suite de la définition de k , $\frac{1}{ke}$ représente la différence de potentiel que doit traverser un ion positif pour mettre en liberté un corpuscule à la cathode, si nous désignons cette différence de potentiel par U ; nous avons

$$V_0 = 1,2 \frac{\lambda}{e} u.$$

Or, l étant considérablement plus grand que λ , V_0 est inférieur à U . Dans l'air $\frac{\lambda}{e}$ est égal à 10 environ; par suite, $V_0 = 0,12 U$.

237. Jusqu'ici nous avons supposé que l'ionisation produite par les ions positifs était localisée à la surface de la cathode; nous pouvons facilement étendre la méthode au cas où elle occupe le volume entier du gaz.

Soient m le nombre d'ions positifs par unité de volume, ω leur vitesse. Le nombre de collisions qu'ils subissent par seconde et par centimètre cube est proportionnel à $m\omega p$, p étant la pression du gaz. Soit $\gamma m\omega$ le nombre d'ions résultant par seconde de ces collisions, γ est une fonction de p et de l'intensité du champ électrique, s'annulant lorsque celle-ci tombe au-dessous d'une certaine valeur critique dépendant de la pression. Soient n le nombre de corpuscules par centimètre cube, u leur vitesse et αnu le nombre d'ions résultant par seconde des collisions entre les corpuscules et le gaz.

Le nombre d'ions produits par seconde et par centimètre cube est égal à

$$\alpha nu + \gamma m\omega.$$

Lorsque nous avons atteint l'état permanent, l'équation de continuité nous donne

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx}(nu) &= \alpha nu + \gamma m\omega, \\ -\frac{d}{dx}(m\omega) &= \alpha nu + \gamma m\omega, \\ e(nu + m\omega) &= i, \end{aligned}$$

i étant le courant par centimètre carré et e la charge d'un ion.

Par suite, nous avons

$$\frac{d}{dx}(nu) = (\alpha - \gamma)nu + \frac{\gamma i}{e},$$

dont la solution, lorsque le champ est uniforme et par suite α et γ indépendants de x , est donnée par

$$enu = C e^{\alpha - \gamma)x} - \frac{\gamma i}{\alpha - \gamma},$$

C étant la constante d'intégration.

Si l'anode n'émet pas d'ions positifs $x = d$, $enu = i$. Déterminant C par cette condition, nous avons

$$enu = \frac{i}{\alpha - \gamma} (\alpha e^{(\alpha - \gamma)(x-d)} - \gamma).$$

Le courant de corpuscules émis par la cathode s'obtient en faisant $x = 0$ dans l'expression de nu et est par suite égal à

$$e \frac{i}{(\alpha - \gamma)} (\alpha \varepsilon^{-\alpha \gamma d} - \gamma).$$

Cette expression, d'après les hypothèses du paragraphe précédent, est égale à k fois l'énergie fournie à la cathode par seconde.

Nous pouvons calculer cette énergie comme plus haut. Le nombre d'ions positifs produits par seconde dans une couche d'épaisseur dx située à une distance x de la cathode est égale à

$$\frac{d}{dx} (nu) dx,$$

c'est-à-dire à

$$\frac{i}{e} \alpha \varepsilon^{(\alpha - \gamma)(x-d)} dx;$$

l'énergie émise par la cathode est égale à

$$\frac{i}{e} \alpha \varepsilon^{(\alpha - \gamma)(x-d)} \frac{V e x}{d} \varepsilon^{-\beta x} dx;$$

par suite, l'énergie fournie par seconde à la cathode par les ions positifs est égale à

$$i \alpha \frac{V}{d} \varepsilon^{-(\alpha - \gamma)d} \int_0^d \varepsilon^{(\alpha - \gamma)x} x \varepsilon^{-\beta x} dx,$$

et par suite

$$\frac{i}{\alpha - \gamma} (\alpha \varepsilon^{-(\alpha - \gamma)d} - \gamma) = k i \alpha \frac{V e}{d} \varepsilon^{-(\alpha - \gamma)d} \int_0^d \varepsilon^{(\alpha - \gamma)x} x \varepsilon^{-\beta x} dx$$

ou

$$(3) \quad \frac{\alpha - \gamma \varepsilon^{(\alpha - \gamma)d}}{\alpha - \gamma} = k \alpha \frac{V e}{d} \left[\frac{d}{\alpha - \gamma - \beta} \varepsilon^{(\alpha - \gamma - \beta)d} - \frac{\varepsilon^{(\alpha - \gamma - \beta)d}}{(\alpha - \gamma - \beta)^2} + \frac{1}{(\alpha - \gamma - \beta)^2} \right],$$

équation qui donne $\frac{V}{d}$ en fonction de d , si nous connaissons l'expression de γ en fonction de $\frac{V}{d}$.

Nous voyons, par cette équation, que V est infini pour $d = 0$ et pour $d = \infty$; il y a, par suite, un potentiel minimum et une distance explosive critique. Nous voyons également que le potentiel minimum a une valeur moindre lorsque γ et k ont des valeurs finies que lorsque l'une ou l'autre s'annule.

Le premier membre de l'équation (3) ne peut être négatif; le terme $\varepsilon^{\alpha d}$ croît rapidement avec d ; lorsque donc la distance entre les plaques sera égale à plusieurs fois le libre parcours moyen d'un corpuscule,

le premier membre deviendrait négatif si γ n'était pas extrêmement faible. Pour des valeurs de d , grandes si on les compare à la distance explosive critique, le premier membre de droite de l'équation (3) sera égal à

$$kx \frac{Ve}{d(x - \gamma - \frac{e}{2})^2}.$$

Par suite, si l'on tient compte de ce que γ est faible devant x , l'équation (3) deviendra

$$(4) \quad \gamma = x\varepsilon^{-\alpha d} - kx^2 \frac{Ve}{d} \frac{\varepsilon^{-\alpha d}}{(x - \frac{e}{2})^2}.$$

Mais γ est fonction de $\frac{V}{d}$, et dans l'expression de γ en fonction de $\frac{V}{d}$, les coefficients de $\frac{V}{d}$ ne diminueront pas lorsque d s'accroît comme cela a lieu pour les coefficients de la même quantité dans le côté droit de l'équation (4); par suite, lorsque d est très grand, nous pouvons négliger le second terme du second membre de (4) et l'équation se réduit à

$$\gamma = x e^{-\alpha d}.$$

Cette équation nous permet de déterminer $\frac{V}{d}$, si nous connaissons comment le pouvoir ionisant des ions positifs dépend de l'intensité du champ électrique. Lorsque d est très grand, nous avons $\gamma = 0$; la décharge se produira par suite pratiquement aussitôt que le champ sera assez intense pour donner aux ions positifs un pouvoir ionisant. Dans ce cas, l'intensité du champ électrique est uniforme d'une électrode à l'autre; ce sera le cas s'il n'y a pas d'électricité libre entre les électrodes, et si le champ est uniforme; les ions positifs produisent des ions tout le long de la décharge. Pour maintenir cette dernière il suffira que les ions positifs provoquent la formation de nouveaux ions au voisinage de la cathode; cette dernière sera alors analogue à la cathode de chaux incandescente que nous avons décrite page 476, et un champ d'intensité modérée entre elle et l'anode suffira à produire la décharge. Ainsi, si au lieu d'avoir un champ uniforme de l'anode à la cathode, nous le concentrons au voisinage de cette dernière, en le maintenant relativement faible dans le reste du champ, il suffira, pour maintenir la décharge, d'une différence de potentiel plus faible que lorsque le champ est uniforme.

Cette concentration du champ exige la présence d'une grande quantité d'ions libres, au voisinage de la cathode, et tant que ces derniers ne se sont pas accumulés le champ est uniforme. Si le champ

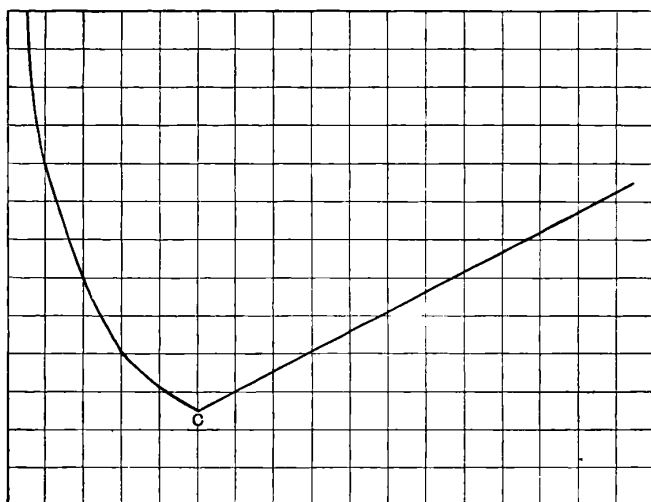
est uniforme au début et suffisamment intense pour permettre aux corpuscules de produire des ions par collision, mais pas assez pour permettre aux ions positifs d'en faire autant, il y aura une accumulation d'ions libres. Celle-ci dépendra du nombre de corpuscules présents initialement et de l'intensité du champ. Si cette accumulation d'ions suffit pour rendre le champ, au voisinage de la cathode, assez intense pour permettre aux ions positifs de provoquer une ionisation, un courant passera; s'il n'en est pas ainsi, il ne se produira pas de décharge et la différence de potentiel entre les électrodes devra croître jusqu'à ce que les ions positifs provoquent la formation de nouveaux ions par collision, c'est-à-dire jusqu'à ce que γ atteigne une valeur finie. Lorsqu'une fois la décharge a passé, il y a production d'une grande quantité d'ions, et cela suffit amplement à produire à la cathode la concentration requise. Ainsi donc, lorsqu'une première décharge a passé, il peut se faire qu'une différence de potentiel plus faible suffise à la maintenir, ou provoque une seconde décharge qui suit immédiatement la première.

Les différences d'aspects que présente dans un gaz raréfié la décharge due à un courant continu et celle produite par la décharge instantanée à travers un intervalle explosif en série avec le tube d'une bouteille de Leyde d'une grande capacité, mettent en évidence les différences qui excitent entre une décharge continue et la première étincelle. La première décharge présente l'aspect nettement différencié que donne la figure 138, la seconde une colonne lumineuse uniforme allant sans espace sombre de la cathode à l'anode.

238. Il y a quelques cas dans lesquels un champ suffisamment intense pour permettre aux corpuscules de produire des ions peut provoquer une décharge continue sans qu'il soit nécessaire que les ions positifs interviennent comme ionisants; il en est ainsi si les lignes de force forment des courbes fermées, comme c'est le cas lorsque le champ a pour origine une induction électromagnétique; les corpuscules circulent alors le long de ces courbes et ne peuvent, comme dans le cas de la décharge entre électrodes, disparaître du gaz et passer sur celles-ci; ils produisent ainsi un accroissement continu de corpuscules nouveaux et la décharge peut passer. Il en est de même lorsque la force électrique change constamment de sens. Supposons que A et B soient les électrodes, et qu'au début A soit la cathode; supposons le champ suffisamment intense pour permettre aux corpuscules d'ioniser par collisions; lorsqu'on applique le champ, le nombre de corpus-

cules entre les plaques augmente et il y a ainsi beaucoup plus de corpuscules qu'au début dans le voisinage de B; si le champ continue à agir dans une direction déterminée, ils se rapprochent de B et disparaissent du gaz. Si l'on renverse le champ avant que ce résultat soit obtenu, les corpuscules voisins de B reviendront en arrière vers A et produiront d'autres corpuscules. Si nous inversons le champ avant qu'il aient atteint A, ils reviendront encore en arrière et provoqueront la formation de nouveaux corpuscules; par suite,

Fig. 141.



le nombre de ceux-ci croît en progression géométrique et la décharge finit par passer. Une différence de potentiel à alternances rapides pourra ainsi provoquer le passage d'une décharge qu'une différence de potentiel constante et égale aurait été incapable de produire.

Si l'apport d'ions est suffisant pour donner au champ électrique une intensité qui permette aux ions positifs d'ioniser le gaz, on a la distribution suivante du potentiel. Partant de la cathode, le potentiel croît jusqu'à devenir égal au potentiel minimum pour une distance égale à la distance explosive critique. Il y a dans cette région une production rapide de corpuscules, qui se dirigent vers l'anode. Lorsque ce supplément de corpuscule existe il n'est pas indispensable que dans le reste du champ l'intensité électrique atteigne la valeur nécessaire pour permettre aux ions positifs d'agir comme ionisants; il se produit en effet un courant, même si les corpuscules ne provoquent pas d'ionisation; mais dans ce cas on aura un excès

d'électricité négative le long des trajectoires des corpuscules, et l'intensité de la force électrique croîtra rapidement en allant vers l'anode.

Si, comme dans le cas de la figure 139, la force électrique dans la partie du champ qui ne confine pas immédiatement la cathode est uniforme, il ne peut y avoir d'électricité libre dans cette partie du champ; il doit donc y avoir des ions positifs aussi bien que des corpuscules, et ces derniers doivent produire l'ionisation.

Lorsque les conditions ne changent pas avec la distance à l'anode

$$\frac{d(nu)}{dx} = 0;$$

par suite, nous avons

$$F(Xe\lambda, i) = \gamma.$$

La solution de cette équation est $X\lambda = c$, c renfermant i , intensité du courant à travers le gaz; ainsi, le long de la colonne uniforme

$$X = \frac{c}{\lambda},$$

et la chute de potentiel le long de cette colonne est, si l représente sa longueur, $Xl = \frac{cl}{\lambda}$; d'où, si V représente la différence de potentiel entre les électrodes, V_0 le potentiel explosif minimum,

$$(2) \quad V = Xl + V_0 = \frac{cl}{\lambda} + V_0.$$

Si nous rapprochons le résultat donné par cette équation de ceux relatifs aux décharges dont la longueur est inférieure à la valeur critique, nous pouvons représenter par une courbe analogue à celle de la figure 141 la relation entre le potentiel explosif et la longueur de la décharge; cette courbe présente les traits caractéristiques des courbes donnés par Carr.

Il ne faut pas oublier que ces résultats se rapportent aux décharges continues. Il se peut, comme nous l'avons indiqué, que la production de la première décharge demande une différence de potentiel beaucoup plus grande, car les ions positifs doivent alors produire d'autres ions tout le long de leurs trajectoires.

Décharge de l'électricité par des pointes.

239. Un cas très intéressant de décharge électrique est celui qui se produit entre une électrode en pointe, comme une aiguille

et une électrode métallique voisine de grande surface. Dans ce cas lorsque le courant est faible, la luminosité est, à la pression atmosphérique, localisée au voisinage de la pointe. Dans le reste du gaz le courant est entièrement transporté par des ions du même signe que la charge de la pointe.

Chattock (*voir* p. 67) a montré que la mobilité de ces ions est la même que celle de ceux produits par les rayons de Röntgen ou de Becquerel. Townsend (*voir* p. 39) a montré que leur charge est aussi la même. Si la pointe est perpendiculaire à une grande plaque métallique, il faut, pour qu'il y ait écoulement d'électricité par la pointe, que son potentiel surpasse celui du plan d'une quantité qui a été désignée par Röntgen (¹) sous le nom de *potentiel minimum*. Ce potentiel minimum dépend de l'acuité de la pointe et du signe de la charge, de la pression et de la nature du gaz. Il est moindre si la pointe est électrisée négativement que si elle a une charge positive. D'après Warburg (²), le potentiel minimum est indépendant de la distance de la pointe au plan. Sieveking (³) a trouvé que cela n'était vrai que lorsque la distance entre eux était grande; pour de faibles distances le potentiel minimum croît rapidement avec la distance. Si la différence de potentiel entre la pointe et le plan dépasse le *potentiel minimum*, un courant d'électricité va de la pointe au plan; son intensité pour une différence de potentiel donnée entre la pointe et le plan diminue rapidement lorsque la distance s'accroît. Warburg (*loc. cit.*) a montré que, si d est la plus courte distance entre la pointe et le plan, le courant pour une différence de potentiel donnée est proportionnel à $\frac{1}{d^{3,17}}$. Cette loi est exacte quelle que soit l'acuité de la pointe.

Valeur du potentiel minimum.

240. Cette quantité dépendant de l'acuité de la pointe, nous ne pouvons comparer ses valeurs dans des conditions différentes que pour la même pointe. La Table suivante donne les valeurs du potentiel minimum déterminées par Tamm (⁴) avec la même pointe sous des pressions variables.

(¹) RÖNTGEN, *Göttingen Nach.*, 1878, p. 390.

(²) WARBURG, *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 69.

(³) SIEVEKING, *Ann. der Phys.*, t. I, 1900, p. 299.

(⁴) TAMM, *Ann. der Phys.*, t. VI, 1901, p. 259.

Pression en centimètres de mercure.	Pointe.	
	—.	+
76.....	2140 volts	3760 volts
70.....	2135	3755
60.....	2105	3705
50.....	2035	3585
40.....	1905	3350
30.....	1690	2970
20.....	1360	2390
10.....	910	1580

Ainsi, la variation du potentiel minimum avec la pression est très lente lorsque les pressions sont hautes, mais devient beaucoup plus rapide à basse pression.

Le rapport des potentiels minima correspondant à des pointes positives et négatives est sensiblement le même à toute pression. Röntgen (1) et Precht (2) ont étudié le potentiel minimum dans différents gaz. Les résultats de leurs observations sont donnés dans la Table suivante :

Gaz.	Potentiel minimum			
	pointe +.		pression 760 ^{mm} .	
	—		—	
	Pression		Pointe	
	205 ^{mm} .	110 ^{mm} .	+	—.
	volts		volts	
H ²	1296	1174	2125	1550
O ²	2402	1975	2800	2350
CO.....	2634	2100		
CH ⁴	2777	2317		
Az O.....	3188	2543		
CO ²	3287	2655	3475	2100
Az.....			2600	2000
Air.....			2750	2050

Les nombres des deux premières colonnes sont dus à Röntgen, ceux de la troisième et de la quatrième sont dus à Precht (2).

Gorton et Warburg (3) ont donné les valeurs suivantes pour M, potentiel minimum observé dans différents gaz avec la même pointe.

(1) RÖNTGEN, *Göttingen Nach.*, 1878, p. 390.

(2) PRECHT, *Wied. Ann.*, t. XLIX, 1893, p. 150.

(3) GORTON et WARBURG, *Ann. der Phys.*, t. XVIII, p. 1905.

Gaz.	Pression					
	760 ^{mm.}			485 ^{mm.}		
	+ M.	- M.	$\frac{+ M}{- M}$	+ M.	- M.	$\frac{+ M}{- M}$
H ²	1370	1140	1,20	1120	1000	1,12
Az ²	1930	1400	1,36	1630	1200	1,36
O ²	2550	1950	1,31			
Air.....	2250	1660	1,35	1930	1500	1,29
Cl ²	2680	1900	1,41	2400	1660	1,45
Br ²				2500	1700	1,47
I ²				2620	1870	1,40

Ewers (1) a montré récemment que si M_A représente le potentiel minimum sous la pression p_A , M_B sous la pression p_B ,

$$M_A - C = (M_B - C) \sqrt{\frac{p_A}{p_B}},$$

C étant indépendant de la pression.

Relation entre la différence de potentiel et le courant.

241. Warburg (*loc. cit.*) trouva qu'avec la même pointe maintenue à la même distance de la plaque, le courant i et le potentiel V étaient liés par la relation

$$i = aV(V - M),$$

M étant le potentiel minimum. D'après Sieveking (2), la relation linéaire $i = b(V - M)$ représente ces expériences avec une précision suffisante. Dans un Mémoire récent, Tamm (3) a discuté cette équation et montré qu'une formule du type de celle de Warburg s'accorde mieux avec elles. Au lieu du potentiel minimum M, Tamm écrit $\frac{1}{2}(M_1 + M_2)$, M_1 étant le potentiel pour lequel la décharge commence lorsqu'on fait croître graduellement le potentiel, M_2 celui pour lequel elle s'arrête lorsqu'on le fait diminuer graduellement. Les deux valeurs ne sont pas identiques, la seconde est plus faible. Une formule de cette forme s'applique pour des différences de potentiel de beaucoup supérieures à M.

Ewers (4) a montré que pour l'hélium et l'argon, gaz monoatomiques,

(1) EWERS, *Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 781.

(2) SIEVEKING, *Ann. der Phys.*, t. VI, 1901, p. 259.

(3) TAMM, *Ann. der Phys.*, t. VI, 1901, p. 259.

(4) EWERS, *Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 781.

on a, quelles que soient la température et la pression,

$$i^2 = aV + b.$$

Cette relation s'applique également aux gaz diatomiques à des températures et des pressions peu élevées. Pour des températures et des pressions plus hautes, cette relation, dans le cas de ces gaz, s'écrit

$$i^{\frac{2}{3}} = a'V + b'.$$

Le courant, pour une différence de potentiel donnée, croît lorsque la pression diminue. Les résultats suivants, dus à Tamm (*loc. cit.*) (*voir* Tables ci-dessous), montrent qu'il en est bien ainsi.

On remarquera que le courant est moindre lorsque la pointe est positive que lorsqu'elle est négative, la différence de potentiel étant la même dans les deux cas. L'accroissement du courant lorsque la pression diminue est plus rapide aux basses pressions qu'aux pressions élevées. Le courant semble grossièrement proportionnel à l'inverse de la pression; à basse pression il varie comme le carré de cette quantité.

Tamm donne la relation empirique suivante entre i_x , courant sous une pression de x centimètres, et i_{76} , courant sous une pression de 76^{cm}, la différence de potentiel V étant la même dans tous les cas :

$$i_x = i_{76} \left(\frac{76}{x} - \sqrt[3]{\frac{V}{10^3} \log \frac{76}{x}} \right)^2.$$

Courant en micro-ampères.

Pression.	Différence de potentiel			
	- 4000.	- 6000.	- 8000.	- 10 000.
76..... cm	1,4	4,2	8,0	13,4
70.....	1,6	4,6	8,6	14,5
60.....	2,0	5,7	10,5	17,6
50.....	2,6	7,8	13,7	22,8
40.....	3,7	11,13	20,4	33,7
30.....	6,8	19,5	35,3	58,0
20.....	14,6	44,7	80,9	134,2

Pression en centimètres de Hg.	Différence de potentiel			
	+ 4000.	+ 6000.	+ 8000.	+ 10 000.
76.....	0,7	2,1	4,8	9,3
70.....	0,8	2,3	5,1	10,1
60.....	1,0	2,8	6,3	12,3
50.....	1,3	3,8	8,2	16,0
40.....	1,9	5,6	12,3	23,5
30.....	3,3	9,7	21,1	40,4
20.....	7,3	22,4	48,0	93,0

242. La relation $\sqrt{i} = aV + b$, comme le montre l'étude suivante, est celle que la théorie donne comme correspondant au cas où le courant est transporté entièrement par des ions d'un seul signe.

Relation entre le courant émis par une pointe et la différence de potentiel entre la pointe et le plan contre lequel la décharge a lieu.

Pour simplifier l'analyse mathématique, nous considérerons un cas qui, tout en présentant les mêmes caractères physiques que la décharge par une pointe aiguë, est cependant, pour des raisons de symétrie, plus facile à traiter par le calcul. C'est celui de la décharge d'un fil très fin sur un cylindre coaxial. Almy (1) a fait des séries d'expériences sur ce genre de décharge. Prenons un point du fil comme origine de coordonnées polaires, et soient r la distance d'un point du gaz au fil, R la force électrique en ce point et ρ la densité électrique. Nous avons

$$(1) \quad \frac{d}{dr}(Rr) = 4\pi\rho r;$$

lorsque nous avons dépassé la période disruptive, la décharge est transportée par des ions d'un seul signe; si donc i est le courant par unité de longueur du fil, u la mobilité des ions, nous avons

$$i = 2\pi ru\rho.$$

Mais $u = kR$, k étant la mobilité de l'ion. L'équation (1) nous donne

$$\frac{d}{dr}(Rr) = \frac{2i}{kR};$$

intégrant cette équation, nous avons

$$(2) \quad (Rr)^2 = \frac{2i}{k}r^2 + C,$$

C étant une constante. Pour déterminer C , supposons que a soit la plus petite valeur de r , pour laquelle les ions sont tous de même signe (a dépassera le rayon du fil d'une quantité de l'ordre de grandeur de la distance explosive minima). Quand $r = a$, R aura une valeur comparable à la force électrique nécessaire pour la production d'une étincelle. Ainsi R sera, à la pression atmosphérique, supérieur à 10^2 unités électrostatiques. Dans ce système d'unités, k , dans l'air, sous cette pression, a la valeur 450. A moins donc que i me-

(1) ALMY, *American Journal of Science*, 4^e série, t. XII, 1902, p. 175.

suré en unités électrostatiques n'ait une valeur comparable à 2×10^6 ou $\frac{2}{3} \times 10^{-3}$ ampère, supérieure à celle des courants observés par ceux qui ont observé la décharge disruptive, $\frac{2i}{k} a^2$ sera faible devant $(Ra)^2$, c'est-à-dire que C sera approximativement indépendant du courant, et à la surface du fil C sera grand devant $\frac{2i}{k} r^2$.

D'autre part, à la surface du cylindre, $\frac{2i}{k} r^2$ sera grand devant C; supposons que le rayon du cylindre soit 1000 fois celui du fil. Un courant de quelques microcoulombs par seconde (courants de l'ordre de ceux obtenus par Tamm dans ses expériences) rendrait à la surface du cylindre $\frac{2i r^2}{k}$ très grand devant $(Ra)^2$ et par suite devant C.

Si V est le potentiel à une distance r du fil, nous avons, à partir de (2),

$$\frac{dV}{dr} = \frac{1}{r} \left(\frac{2i}{k} r^2 + C \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Intégrant cette équation, nous avons, si V' représente la différence de potentiel entre le cylindre et le point voisin du fil où le courant commence à être transporté par des ions d'un même signe, et b le rayon du cylindre,

$$V' = \left(\frac{2i}{k} b^2 + C \right)^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{2i}{k} a^2 + C \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2} \sqrt{C} \log \frac{\left(\frac{2i}{k} b^2 + C \right)^{\frac{1}{2}} - C^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{2i}{k} b^2 + C \right)^{\frac{1}{2}} + C^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{2} \sqrt{C} \log \frac{\left(\frac{2i}{k} a^2 + C \right)^{\frac{1}{2}} - C^{\frac{1}{2}}}{\left(\frac{2i}{k} a^2 + C \right)^{\frac{1}{2}} + C^{\frac{1}{2}}},$$

où i est assez grand pour que $\frac{2ib^2}{k}$ soit grand par rapport à C. On a approximativement

$$V' = \left(\frac{2i}{k} b^2 \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2} \sqrt{C} \log \frac{2C}{\frac{2i}{k} a^2};$$

le second terme du membre de droite varie très peu avec i. En le considérant comme constant et en le désignant par α ,

$$(1) \quad \frac{2i}{k} b^2 = (V' - \alpha)^2.$$

Si V est la différence de potentiel entre le fil et le cylindre, nous avons vu que $V = V' + V_0$, V_0 étant le plus petit potentiel capable

de provoquer une décharge (351 volts environ dans l'air). Nous avons, d'après (1),

$$(2) \quad i = \frac{k}{2b^2} (V - V_0 - \alpha)^2;$$

pour de grandes valeurs de V , i varie par suite comme V^2 . Le courant varie donc comme le carré de la différence de potentiel. Almy (1) trouva que le courant était proportionnel à $V(V - \beta)$; ainsi pour des valeurs de V , grandes devant β , il est proportionnel à V^2 . Le courant, ce qui concorde avec les expériences de Almy, est plutôt proportionnel à l'inverse du cube du rayon du cylindre qu'à l'inverse du carré, comme il résulterait de (2). Il faut noter qu'un défaut de symétrie, dans l'appareil tendant à concentrer la décharge sur un rayon particulier, fera varier plus rapidement le courant avec le rayon que dans le cas d'une décharge parfaitement symétrique. L'équation (2) nous montre que le courant varie avec k , mobilité de l'ion; or, les ions négatifs ayant des mobilités plus grandes que les ions positifs, la décharge pour un potentiel donné sera plus grande lorsque la pointe sera négative que lorsqu'elle sera positive. Les observations de Tamm donnent 1,44 comme rapport des courants obtenus avec une pointe négative et avec une pointe positive dans l'air sec à la pression atmosphérique. Cette valeur est voisine de celle du rapport des mobilités des ions dans l'air sec.

Puisque i est proportionnel à k , et k inversement proportionnel à la pression, le courant variera en raison inverse de cette dernière lorsque la différence de potentiel sera élevée. Si nous nous reportons aux Tables de la page 501, nous voyons que ceci, quoique approximativement exact aux pressions élevées, cesse de l'être lorsque la pression est basse; le courant varie alors plutôt comme l'inverse du carré de la pression. Sous de basses pressions et avec des courants intenses, la décharge est accompagnée d'une luminosité, au droit de la plaque. La figure 142, extraite d'un Mémoire de V. Obermayer (2), en donne un exemple. L'aspect présenté par la décharge suggère l'hypothèse que l'ionisation existe aussi bien au voisinage de la plaque qu'aux abords de la pointe; dans ce cas, il y a entre la plaque et la pointe des ions des deux signes, et notre étude, basée sur l'hypothèse que le courant est transporté entièrement par des ions d'un seul signe, n'est pas applicable.

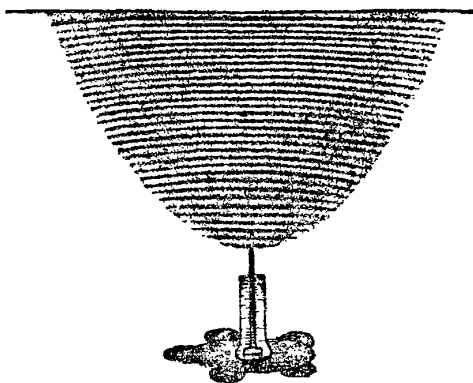
(1) ALMY, *American Journal of Science*, 4^e série, t. XII, 1902, p. 175.

(2) V. OBERMAYER, *Wien. Sitzungsberichte*, 1891, p. 127.

Même à la pression atmosphérique, il est certain que dans quelques cas on se trouve en présence d'ions de signe opposé à celui de la pointe.

Ainsi C.-T.-R. Wilson (1) a signalé un cas dans lequel une pointe

Fig. 142.



positive se déchargeait à l'intérieur de son appareil à expansion (voir p. 166) et où une détente suffisante pour entraîner les ions négatifs et non les ions positifs provoquait la formation d'un brouillard, montrant ainsi la présence d'ions négatifs. Campbell (2) a observé un effet analogue.

Nous avons vu qu'une décharge émet des rayons (Entladungstrahlen) qui peuvent ioniser un gaz. La faible décharge qui se produit à l'extrémité de la pointe émet de tels rayons, qui dans certains cas contribuent à produire une ionisation appréciable à une distance considérable de ce point. La décharge d'une pointe semble posséder un pouvoir actinique très considérable (3).

243. Warburg (4) a montré que la présence dans des gaz tels que l'hydrogène et l'azote de faibles traces d'oxygène produit une grande diminution du courant issu d'une pointe négative, tandis qu'elle n'a que peu d'effet sur celui issu d'une pointe positive.

Ainsi, avec l'azote, l'enlèvement d'une trace d'oxygène accroît de 50 fois sa valeur le courant issu d'une pointe négative. On peut

(1) C.-T.-R. WILSON, *Phil. Trans.*, A., vol. CXCII, 1899, p. 403.

(2) CAMPBELL, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VI, 1903, p. 618.

(3) COOK, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLVII, 1899, p. 40. — LEDUC, *Éclair. élect.*, t. XXI, 1899, p. 144.

(4) WARBURG, *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 69.

considérer ce résultat comme indiquant que l'oxygène possède une tendance marquée à se réunir autour des transporteurs négatifs et les rend ainsi moins aptes à agir comme ionisants, soit moins mobiles dans le champ électrique. Il est probable, en outre, que l'oxygène augmente la difficulté qu'ont les corpuscules à passer de la pointe dans le gaz, sa présence produisant, comme Warburg l'a montré, un grand accroissement de la chute cathodique dans les tubes à vide.

244. Warburg (1) a déterminé la valeur du courant reçu par les divers points du plan opposé à la pointe chargée. Il trouva que la valeur reçue par unité d'aire en un point Q du plan était proportionnelle à $\cos^m \theta$, θ étant l'angle QPO, P étant le point électrisé et O la normale élevée en P à la plaque. Le conducteur électrisé est supposé normal au plan. Il trouva, pour une pointe électrisée négativement une valeur de m égale à 4,65, et pour une pointe positive la valeur 4,82 et cette valeur indépendante de l'acuité de la pointe.

Vent électrique.

245. Le courant d'ions chargés qui constitue la décharge par une pointe met l'air en mouvement dans son voisinage. Lorsque, en effet, les ions ont atteint le régime pour lequel leur vitesse est proportionnelle à la force électrique agissant sur eux, la force mécanique à laquelle ils sont soumis, est transmise à l'air à travers lequel ils se meuvent; il en résulte des courants d'air partant de la pointe et qui constituent ce qu'on appelle le vent électrique. Ce mouvement de l'air est accompagné d'une réaction sur la pointe qui tend à l'entraîner en arrière. Arrhénius (2) a mesuré cette réaction; il trouva que, lorsque c'est de l'électricité positive qui s'échappe de la pointe dans l'air, la réaction tend à l'entraîner en arrière et est, le courant étant maintenu constant, proportionnelle à la pression; il trouva également que, pour différents gaz à la même pression (air, hydrogène et acide carbonique), elle variait comme la racine carrée du poids moléculaire du gaz. Cette réaction est beaucoup moindre lorsque c'est un courant d'électricité négative qui s'échappe de la pointe. Le rapport des deux courants dans les deux cas dépend de la pression du gaz. Dans l'air, sous une pression de 70^{cm}, la réaction, sur la pointe positive, était égale à 1,9 fois celle sur la pointe négative. Sous une pres-

(1) WARBURG, *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 69.

(2) ARRHÉNIUS, *Wied. Ann.*, t. LXIII, 1897, p. 305.

sion de 40^{cm} ce rapport était égal à 2,6; sous 20^{cm} à 3,2; sous 10^{cm} , 3 à 7; et sous 5^{cm} , 1 à 15. Cette réaction sur la pointe a pour origine la répulsion qui s'exerce entre elle et les ions qui transportent la décharge. Nous pouvons aisément calculer la force mise en jeu.

Supposons que l'aiguille laissant écouler l'électricité soit dirigée suivant l'axe des z . Soit ρ la densité des ions en un point du champ, Z la force électrique en ce point. F , force parallèle à Z et agissant sur les ions, sera égale à

$$\int \int \int \rho Z dx dy dz.$$

Mais si ω est la vitesse de l'ion parallèle à z , $\omega = kZ$, k étant la mobilité de l'ion. Substituant cette valeur de Z , il vient

$$F = \int \int \int \frac{\omega}{k} \rho dx dy dz.$$

Mais, si i est le courant, nous avons

$$i = \int \int \omega \rho dx dy.$$

Si donc k est constant dans tout ce champ,

$$F = \frac{i}{k} \int dz.$$

La réaction sur la pointe est égale à F . Pour un courant constant F varie en raison inverse de k . Cette conclusion est d'accord, dans le cas d'une pointe positive, avec les résultats des expériences d'Arrhénius. Considérons en effet, tout d'abord, l'action de la pression. k est inversement proportionnel à cette dernière; F lui sera donc proportionnel, ce qui concorde avec les expériences d'Arrhénius. Examinons maintenant la valeur de la réaction dans différents gaz. Si nous nous reportons aux valeurs données paragraphe 30, nous voyons que les mobilités des ions sont en gros inversement proportionnelles aux racines carrées des densités des gaz. F sera donc approximativement proportionnel aux racines carrées de ces densités. La mobilité de l'ion négatif étant plus grande que celle de l'ion positif, la réaction sera moindre sur une pointe négative que sur une positive. Le rapport de ces deux réactions est cependant beaucoup plus grand que le rapport des mobilités correspondantes. Mais nous avons des raisons de croire qu'il se produit sur les ions négatifs une rapide condensation aussitôt après leur formation. La mobilité de l'ion négatif sera donc tout d'abord plus grande qu'après un séjour

de quelque durée dans le gaz. C'est la mobilité de ces derniers ions que nous connaissons. Dans le cas d'une pointe, c'est aux ions nouvellement formés que sera due en grande partie la réaction. Leur vitesse dans le voisinage immédiat de la pointe est considérable; la valeur de F sera donc inférieure à celle déterminée à partir de l'équation (1), en substituant à k la vitesse observée pour l'ion.

Décharge par une pointe dont l'électrisation change rapidement de signe.

246. Si l'on considère une pointe chargée à un potentiel élevé et rapidement variable, tel que celui qui peut être produit par les oscillations provoquées par la décharge d'une bouteille de Leyde, on observe qu'un conducteur placé dans son voisinage acquiert dans l'hydrogène, l'azote, l'ammoniaque et l'acide carbonique une charge négative; dans l'air et l'oxygène, il se charge au contraire positivement (1).

Himstedt (2) trouva que, dans ces gaz, la distribution de l'électricité diffère seulement en degré. Il trouva que dans l'air et l'oxygène, l'électrisation, positive au voisinage de la pointe, changeait de signe lorsqu'on s'éloignait d'elle et devenait finalement négative. Dans l'hydrogène, au contraire, et dans les autres gaz désignés plus haut, on avait une électrisation positive au voisinage de la pointe. La seule différence qu'il y avait entre les différents gaz était que dans l'air, le point où l'électrisation change de signe se trouvait à une certaine distance de la pointe, alors que dans l'hydrogène il en était tout près. La mobilité plus grande des ions négatifs devait bien nous faire prévoir cette zone extérieure négative. Sous un champ alternatif, en effet, l'amplitude des trajectoires des ions les plus mobiles sera plus grande que celle des plus lents, et à une distance de la pointe supérieure à l'amplitude de la trajectoire de ces derniers, il y aura seulement de l'électricité négative. Le calcul de la distance à partir de laquelle l'électrisation change de signe serait très compliqué. Il interviendrait, en effet, en plus des mobilités relatives des ions positifs et négatifs, les valeurs différentes des courants émanés de la pointe suivant qu'elle est positive ou négative et les différentes valeurs du potentiel minimum pour lequel la décharge commence.

(1) HARVEY et HIRD, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXXVI, 1893, p. 45. — HIMSTEDT, *Wied. Ann.*, t. LII, 1894, p. 473. — J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XL, 1895, p. 511.

(2) HIMSTEDT, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, 1899, p. 294.

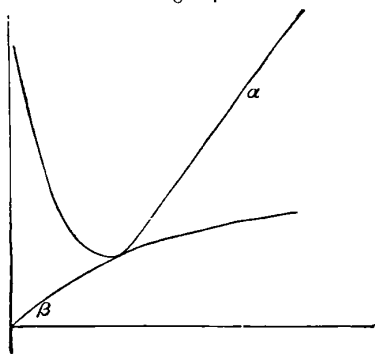
247. L'état d'une pointe d'où s'échappe de l'électricité semble se modifier lorsque la décharge se prolonge, et il se produit par suite une variation de la valeur du courant. Precht (1) observa qu'une pointe ayant servi à décharger de l'électricité positive durant un certain temps se creusait en forme de cratère, comme s'il y avait eu arrachement du métal. Il trouva qu'il n'y avait aucune variation d'acuité pour une pointe négative.

Théorie de la décharge par une pointe aiguë.

248. Nous pouvons supposer que l'écoulement d'électricité par une pointe aiguë se produit de la façon suivante. Lorsque le champ électrique à l'extrémité de la pointe atteint une certaine valeur, une courte étincelle va de la pointe à l'air environnant; il se produit, le long de sa trajectoire, des ions positifs et des ions négatifs. Si la pointe est positive, les ions positifs seront repoussés dans le gaz environnant et, sous l'influence du champ électrique, se dirigeront vers la plaque métallique contre laquelle la pointe se décharge. Si la pointe est négative, ce sont les ions négatifs qui seront entraînés et transporteront l'électricité. Appliquons ces considérations à l'explication de quelques-unes des propriétés de la décharge. Nous considérerons d'abord l'intensité du champ nécessaire pour produire la petite étincelle qui part de la pointe.

La relation entre la différence de potentiel nécessaire pour provoquer une étincelle et la longueur de celle-ci est donnée par une

Fig. 143.



courbe analogue à α (fig. 143). Ses ordonnées représentent le potentiel explosif, ses abscisses la longueur de l'étincelle.

(1) PRECHT, *Wied. Ann.*, t. XLIX, 1893, p. 50.

Supposons la pointe équivalente au point de vue électrique à une petite sphère de rayon a . Si V est le potentiel de la sphère, la différence de potentiel, entre cette dernière et un point situé à une distance x de sa surface, est $V \frac{x}{a+x}$. Supposons que l'équation de la courbe β (fig. 143) soit $y = Vx \frac{a}{a+x}$. Si la courbe β coupe α , une étincelle partira de la pointe; aucune étincelle ne passera au contraire, si les deux courbes ne se coupent pas. La plus petite valeur de V produisant une étincelle est celle correspondant au point de tangence de la courbe β et de la courbe α . Mais lorsque a est très petit, $\frac{dy}{dx}$ pour la courbe β est très petit, comparé à $\frac{y}{x}$. Pour la courbe α , ceci se produit seulement au voisinage du potentiel explosif minimum. Nous pouvons en conclure que, lorsque β touche α , ce doit être près de A , point correspondant à la longueur critique d'étincelle x_0 et à V_0 , potentiel minimum nécessaire à la production d'une étincelle. Nous avons donc approximativement

$$V \frac{x_0}{a+x_0} = V_0,$$

$$V = \left(1 + \frac{a}{x_0}\right) V_0.$$

V_0 est la valeur du potentiel minimum nécessaire pour produire une étincelle. Nous voyons que V diminue avec a . Plus aiguë est la pointe, plus faible est le potentiel de décharge. Le potentiel de décharge diminue également lorsque la longueur d'étincelle critique s'accroît, et, cette dernière étant plus grande à basse qu'à haute pression, le potentiel minimum diminuera avec la pression. Par suite de la conductibilité du gaz environnant la pointe, le rayon de la sphère considérée comme équivalente au point de vue électrique peut être considéré comme beaucoup plus grand que le rayon réel de la pointe, et les rapports de ces quantités les unes aux autres peuvent dépendre de la pression du gaz.

Différences entre les potentiels minima pour des pointes positives et négatives.

249. Le potentiel minimum nécessaire pour provoquer la décharge de l'électricité positive par une pointe est plus grand que celui qu'il faut atteindre pour produire la décharge avec une pointe négative. Ce résultat concorde, selon moi, avec les idées précédemment

énoncées; la différence de potentiel minima V_0 est déterminée par cette condition que le champ électrique au voisinage de l'électrode doit être assez intense pour que les ions positifs puissent produire une quantité de corpuscules suffisante.

Or, lorsque la pointe est négative, les ions positifs peuvent produire des corpuscules de deux manières : 1^o par leur choc contre l'électrode; 2^o par leur choc contre les molécules du gaz; quand, au contraire, la pointe est positive, le second moyen leur est seul permis. Il en résulte que V_0 sera plus grand pour une pointe positive que pour une pointe négative, et le potentiel minimum nécessaire sera ainsi plus grand.

La condition que nous venons d'étudier indique simplement que l'électricité pourra s'échapper par la pointe; mais elle n'assure en rien que la décharge sera lumineuse. Les expériences faites sur la décharge se rapportent exclusivement au cas où une luminosité est visible sur la pointe. Nous avons déjà vu, page 477, que, lorsque la luminosité apparaît, il se produit un grand accroissement de l'ionisation et du courant; le courant correspondant à la période obscure peut donc avoir échappé à l'observation. Nous allons étudier maintenant les conditions à remplir pour qu'une luminosité apparaisse sur la pointe. Nous avons donné des raisons permettant de penser que l'apparition de la luminosité était due à ce que les molécules du gaz acquéraient une quantité définie d'énergie. Or, l'énergie acquise par une molécule sera proportionnelle à la vitesse avec laquelle l'énergie sera communiquée au gaz. Considérons le gaz compris entre la pointe et l'espace séparé d'elle par une distance égale à la longueur d'étincelle critique. La différence de potentiel entre la pointe et la limite extérieure de cette région est V_0 , potentiel explosif minimum. Si i est le courant qui traverse le gaz, le travail accompli par seconde dans cette région sera $V_0 i$. Si d est la longueur d'étincelle critique, a le rayon de la pointe, le volume de cette région sera, si d est faible devant a , égal à $4\pi a^2 d$, et si n représente le nombre de molécules par unité de volume du gaz, le nombre de molécules comprises dans cette région sera $4\pi a^2 dn$. Le travail qui y sera accompli par molécule et par seconde sera alors $\frac{V_0 i}{4\pi a^2 dn}$. Nous avons vu qu'il y avait des raisons de croire que la condition pour que la luminosité se produise était que cette quantité atteigne une valeur déterminée. d étant proportionnel à λ , libre parcours moyen, et λ étant proportionnel à $\frac{1}{n}$, dn sera indépendant de la pression.

Pour qu'il se produise une luminosité, il faudra donc que $V_0 i = ca^2$, c étant une constante pour un gaz donné.

Nous avons vu cependant que

$$i^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{k_0}{p} \right)^{\frac{1}{2}} C (V - V'),$$

où C est une constante, k_0 la mobilité de l'ion sous l'unité de pression, V le potentiel de la pointe, V' une constante. La condition $V_0 i = ca^2$ est donc équivalente à

$$(1) \quad V = V' + \frac{p^{\frac{1}{2}} c^{\frac{1}{2}} a}{k_0^{\frac{1}{2}} C V_0^{\frac{1}{2}}}.$$

Si donc V_A est le potentiel de la pointe au moment où la luminosité apparaît sous une pression p_A , et V_B le même potentiel sous une pression p_B ,

$$V_A = V' + \sqrt{\frac{p_A}{p_B}} (V_B - V').$$

Telle est la relation entre le potentiel et la pression, vérifiée par Ewers dans des limites de pression étendues.

Or, puisque la mobilité de l'ion négatif est plus grande que celle de l'ion positif, le second membre de l'équation (1) doit, toutes choses égales d'ailleurs, avoir une valeur moindre lorsque la pointe est négative que lorsqu'elle est positive. C'est là une raison pour que le potentiel nécessaire pour provoquer une décharge lumineuse dans le cas d'une pointe positive soit supérieur à celui qu'il faut atteindre avec une pointe négative.

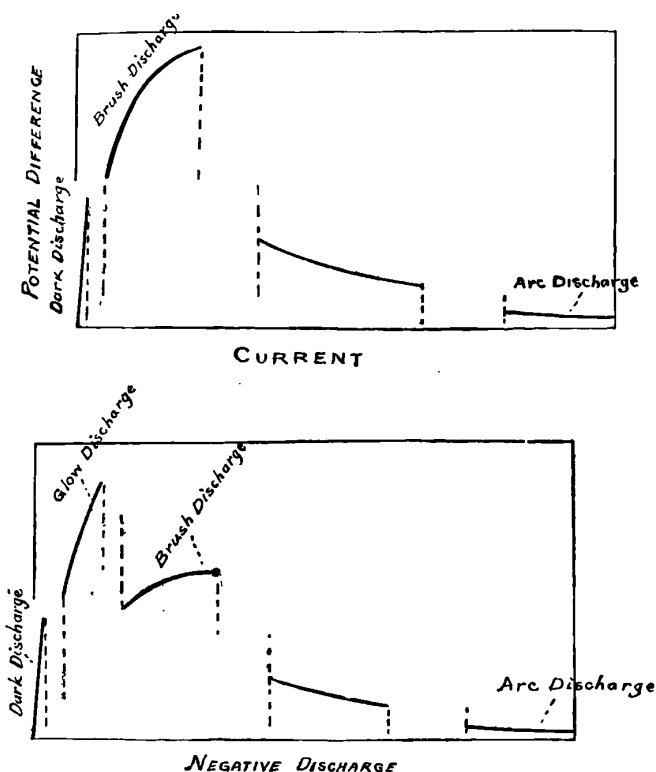
250. L'aspect de la décharge entre une pointe et un plan présente des variations très intéressantes lorsqu'on fait croître graduellement la différence de potentiel entre eux. Soit, par exemple, une pointe négative disposée en face d'un plan; lors de la première décharge, l'ionisation et la luminosité sont localisées à la région entourant la pointe, le champ électrique est faible, sauf dans le voisinage de celle-ci, et le courant est transporté entièrement par des ions négatifs. Ces ions négatifs donnent une distribution d'électricité libre négative entre la pointe et la plaque. Cette électrisation modifie la distribution du champ électrique et tend à accroître la force électrique au voisinage de la plaque. Le champ y devient de plus en plus intense au fur et à mesure que le courant et la densité de l'électricité libre augmentent, et ceci jusqu'à être suffisants pour

provoquer vers la plaque une ionisation et une luminosité; une lueur apparaît alors à l'anode.

Le courant ne continue pas longtemps à être transporté entièrement par des ions négatifs, il se produit à l'anode des ions positifs, qui se dirigent vers la cathode. La relation entre le courant et la différence de potentiel est modifiée par suite de la participation à la décharge des ions des deux signes.

L'électricité positive venant de l'anode influe sur la distribution de la force électrique, tendant à l'augmenter près de la cathode. La force au voisinage de cette dernière augmente jusqu'à ce qu'elle soit

Fig. 144.



suffisante pour permettre aux corpuscules de produire des ions par collision au voisinage de la cathode. Si ces ions en forment d'autres, le courant et la luminosité augmentent rapidement près de la cathode, et nous atteignons une nouvelle période de la décharge. Ce stade est très nettement marqué à basse pression et se manifeste

très brusquement. Le courant croît rapidement et à basse pression atteint une valeur suffisante pour que la cathode soit portée au rouge à la suite du choc contre elle des ions positifs. Le nombre de corpuscules à la cathode augmente alors, le métal incandescent en émettant pour son propre compte. Or, un accroissement du courant provoque un accroissement du nombre de corpuscules émis ainsi, et un accroissement du nombre de corpuscules entraîne un accroissement du courant; nous nous trouvons donc dans des conditions instables, le courant augmente rapidement et il passe une décharge par arc. La différence de potentiel tombe à une valeur très basse, les corpuscules étant alors produits par la cathode incandescente et non par ionisation ou collision dans le champ électrique. La figure 144, extraite d'un Mémoire de Töpler (1), montre le caractère général des variations qu'on observe dans la relation entre le courant et la différence de potentiel.

251. On observe des modifications analogues, si l'on remplace la pointe par un fil fin de platine incandescent recouvert de chaux. On peut alors étudier beaucoup plus facilement que dans le cas d'une pointe la distribution de la force électrique, car les variations se produisent avec des différences de potentiel beaucoup plus faibles. J'ai pu ainsi étudier la transition graduelle depuis la première apparition de la luminosité anodique jusqu'au développement de la luminosité autour de la cathode.

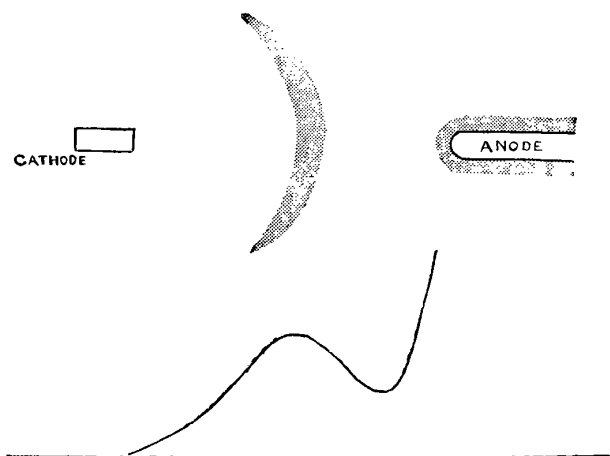
On peut obtenir de cette façon un état intermédiaire pour lequel la décharge présente l'aspect de la figure 145. On a alors un croissant lumineux entre l'anode et la cathode. La détermination de la force électrique entre les électrodes montre que l'électricité libre produit la distribution représentée par la courbe inférieure de la figure 145. La force électrique passe par un maximum, au passage du croissant lumineux.

Dans cette région, la force électrique due à l'électricité libre atteint la valeur pour laquelle il se produit une ionisation et une luminosité, provoquant la formation d'un croissant lumineux isolé. Si le courant augmente, le croissant se rapproche de la cathode; lorsqu'il est arrivé à une faible distance de celle-ci, il change de forme et se transforme en une luminosité négative très développée. Il en résulte une très grande modification dans l'apparence de la décharge et dans la distribution du champ électrique.

(1) TÖPLER, *Ann. der Phys.*, t. VII, 1902, p. 477.

L'ionisation, existant dans cette partie de la trajectoire (*fig. 145*), fait que cette partie du gaz se comporte comme une anode, et l'élec-

Fig. 145.



tricité libre due aux ions qui en viennent peut permettre au champ électrique existant entre elle et la cathode d'atteindre la valeur pour laquelle l'ionisation se produit; on a alors un second croissant lumineux. Nous pouvons avoir ainsi une succession de stratifications donnant à la décharge l'aspect de la figure 142.

Les expériences d'Earhart (p. 454) semblent indiquer que, lorsque la force électrique atteint une certaine valeur élevée, des ions peuvent provenir du métal. Il serait intéressant de poursuivre cette idée, et de voir si un potentiel modéré est capable de produire une décharge dans le cas d'une pointe extrêmement aiguë dans un vide élevé.

Pression dans la décharge.

252. Les ions acquièrent dans le champ électrique de l'énergie cinétique; or la pression dans un gaz étant proportionnelle à l'énergie cinétique par unité de volume, la pression le long de la trajectoire de l'étincelle sera accrue. Cet accroissement de pression peut être très grand. Il est facile de montrer que l'énergie communiquée aux ions quand une quantité d'électricité Q traverse l'étincelle est égale à VQ , V étant le potentiel explosif. Supposons par exemple une étincelle de 1 centimètre de longueur à travers l'air à la pression atmosphérique; déchargeons par cette étincelle un condensateur de 1000^{cm}

de capacité, chargé à la différence de potentiel nécessaire pour produire cette étincelle. Cette différence de potentiel est égale à 30000 volts environ, soit 100 unités électrostatiques. Dans ce cas, $V = 10^2$ et $Q = 10^2 \times 10^3$.

L'énergie communiquée au gaz est de 10^7 ergs environ. Si cette énergie était répartie dans un centimètre cube de gaz, elle accroîtrait la pression de $6^{atm},6$. Or elle est localisée dans le volume beaucoup plus faible traversé par l'étincelle. La pression y sera donc proportionnellement plus grande. Prendre $\frac{1}{100}$ de centimètre cube comme volume du gaz traversé par l'étincelle serait probablement une estimation très forte, et cependant, dans ces conditions, la pression le long de la trajectoire de l'étincelle serait de 660^{atm} .

Cette haute pression se propagera comme une onde à partir de l'intervalle explosif, la pression dans l'onde lorsque celle-ci se sera suffisamment éloignée pour pouvoir être considérée comme sphérique variant en raison inverse du carré de la distance au point où la décharge a éclaté.

Un exemple bien connu des effets de cette pression est ce qu'on appelle la *bombe électrique*. Un bouchon bien ajusté fermant un vase clos est lancé en l'air lorsque la décharge passe à l'intérieur du vase.

On peut aisément observer cet effet, en fixant sur un tube à décharge ordinaire un manomètre indiquant la pression par le mouvement d'un liquide léger. La pression initiale du gaz la plus commode pour cette observation varie de 2^{mm} à 10^{mm} de mercure. Au passage de chaque étincelle, il se produit un vif mouvement du liquide du manomètre, comme s'il subissait le choc d'un courant gazeux venant du tube. Immédiatement après le passage de l'étincelle, le liquide revient rapidement en arrière jusqu'à une faible distance de sa position d'équilibre, qu'il regagne ensuite lentement. Ce dernier effet est dû probablement à la dissipation lente de la chaleur provoquée par le passage de l'étincelle. Le manomètre se comporte comme si au moment où passe l'étincelle une onde de haute pression se propageait à travers le gaz. Meissner ⁽¹⁾ et De la Rue et Muller ⁽²⁾ ont décrit cet accroissement de pression dû au passage de la décharge.

Töpler ⁽³⁾ a démontré d'une manière très élégante l'existence d'une onde prenant naissance dans l'étincelle. Il l'étudia en obser-

(1) MEISSNER, *Abhand. der könig. Gesellschaft Göttingen*, t. XVI, 1871, p. 98.

(2) DE LA RUE et MULLER, *Phil. Trans.*, 1880, p. 86.

(3) TÖPLER, *Pogg. Ann.*, t. CXXXI, 1867, p. 33, 180; t. CXXXIV, 1868, p. 194.

vant l'illumination instantanée de la région entourant celle-ci aussitôt après le passage de la décharge. Comme la densité de l'air dans l'onde diffère de celle du gaz environnant, cette dernière est optiquement différente du reste du champ et peut être ainsi rendue visible. La figure 146 a, extraite d'un Mémoire de Töpler, représente

Fig. 146 a.

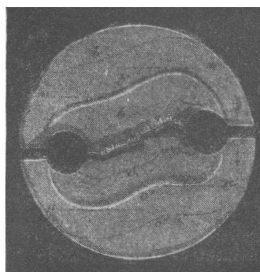
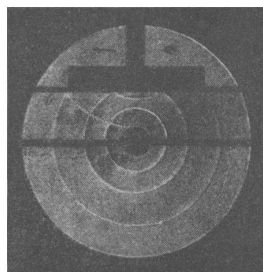


Fig. 146 b.



l'apparence du champ obtenue en examinant l'étincelle parallèlement à sa direction, la figure 146 b l'aspect obtenu en l'examinant perpendiculairement.

Töpler remarqua que la perturbation initiale, au voisinage de l'intervalle explosif, présentait des expansions et des contractions périodiques comme si les régions de plus grande perturbation étaient distribuées à intervalles égaux le long de la décharge. On observe une protubérance particulièrement grande au voisinage de la cathode.

Dans une expérience due à Hertz ⁽¹⁾ et qui illustre également bien les effets explosifs de l'étincelle, l'explosion semblait plus forte à l'anode qu'à la cathode. L'anode était placée au fond d'un tube de verre à ouverture étroite, la cathode au contraire était disposée à l'extrémité ouverte. Le tube et les électrodes étaient enfermés dans un vase en forme de cloche rempli d'air à la pression de 40^{mm} à 50^{mm} de mercure. Lorsqu'on faisait passer à travers le tube la décharge d'une bouteille de Leyde chargée avec une bobine d'induction, la flamme accompagnant la décharge était soufflée hors du tube et dépassait l'ouverture de plusieurs centimètres. L'effet n'était pas aussi marqué lorsqu'on intervertissait les électrodes.

Haschek et Mache ⁽²⁾, en mesurant la pression existant à la surface d'un vase dans lequel passaient des étincelles provenant d'un trans-

(¹) HERTZ, *Wied. Ann.*, t. XIX, 1893, p. 87.

(²) HASCHKEK et MACHE, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, 1899, p. 740.

formateur à haute tension, calculèrent la pression dans l'étincelle; avec des électrodes de laiton et des étincelles de 3^{mm} de longueur, ils estimèrent que la pression due à l'étincelle dans l'air sous une pression de 704^{mm} de mercure était de 51^{atm}, 7; dans l'acide carbonique à la même pression, de 52^{atm}, 2; dans le gaz d'éclairage de 72^{atm}, 7. Ils trouvèrent que la pression dans l'étincelle était, comme on pouvait s'y attendre par suite de la diminution du potentiel explosif, moindre lorsque la pression du gaz traversé par la décharge était basse que lorsqu'elle était élevée. Dans une de leurs expériences, ils estimèrent à 27^{atm}, 2 la pression dans l'étincelle, la pression de l'air étant de 585^{mm} de mercure. En réduisant cette dernière à 96^{mm}, la pression dans l'étincelle tombait à une atmosphère. Ils trouvèrent également que la pression dans l'étincelle dépendait de la nature des électrodes. C'est ainsi que, toutes choses égales d'ailleurs, ils observèrent que dans l'air, avec des électrodes de charbon, de fer et de laiton, les pressions étaient respectivement 124^{atm}, 79^{atm} et 64^{atm}. Lorsque dans ces expériences les décharges se succèdent rapidement, l'étincelle est considérablement accrue par la vapeur métallique provenant de l'électrode.

Haschek et Exner ⁽¹⁾, ainsi que Mohler ⁽²⁾, ont publié des déterminations de la valeur de la pression dans l'étincelle à la suite d'observations du déplacement des lignes dans le spectre d'étincelle de l'électrode. Humphreys ⁽³⁾ a montré que l'accroissement de pression a pour effet de déplacer les lignes spectrales vers le rouge et a mesuré le déplacement pour des pressions variées. Si donc nous supposons que le déplacement des lignes dans le spectre de l'étincelle est dû à la pression, nous pouvons déterminer cette dernière en le mesurant. La grandeur des pressions provoquées par l'étincelle explique les effets mécaniques auxquels elle donne lieu et tels que la perforation de feuilles de carton ou de minces plaques de verre.

Effets calorifiques produits par les étincelles.

253. Une grande partie de l'énergie communiquée aux ions pendant la décharge apparaîtra sous forme de chaleur et élèvera la température du gaz et du vase qui le renferme. Des mesures de la chaleur

(1) HASCHKEK et EXNER, *Wien. Sitzungs.*, t. CVI, 1897, p. 1127.

(2) MOHLER, *Astrophysical Journal*, t. IV, 1896, p. 175.

(3) HUMPHREYS, *Astrophysical Journal*, t. VI, 1897, p. 169.

produite par des étincelles ont été faites par Riess ⁽¹⁾, Paalzow ⁽²⁾, G. Wiedemann ⁽³⁾, Naccari et Bellati ⁽⁴⁾, Poggendorf ⁽⁵⁾, Dewar ⁽⁶⁾, Rollmann ⁽⁷⁾, Naccari ⁽⁸⁾, Villari ⁽⁹⁾, Mugna ⁽¹⁰⁾, Heydwiller ⁽¹¹⁾ et Kauffmann ⁽¹²⁾ ont fait des mesures absolues. Ces expériences ont porté pour la plupart sur la chaleur dégagée par la décharge de bouteilles de Leyde. Parmi les résultats obtenus, le plus sûr est le suivant; la chaleur produite dans l'intervalle explosif n'est qu'une faible fraction de l'énergie emmagasinée dans la bouteille avant la décharge.

Cette décharge est oscillante; nous avons par suite une série d'étincelles se succédant rapidement les unes aux autres à travers l'intervalle explosif. L'étincelle a dans ces conditions une grande tendance à se transformer en arc, et dans ce dernier la différence de potentiel entre les électrodes et par suite la chaleur pour un courant donné sont beaucoup plus faibles. Il y a en général des différences si grandes entre les relations exprimant la force électromotrice en fonction du courant dans le cas de la décharge à travers les gaz et dans celui d'un courant dans un conducteur métallique, que c'est presque commettre une erreur que de parler de la résistance de l'intervalle explosif. On peut cependant avoir quelque idée de la petite quantité d'énergie dissipée dans celui-ci en sachant que l'effet calorifique observé avec des étincelles de 6^{mm} de longueur, dans quelques cas étudiés par Miss Brooks ⁽¹³⁾, n'était pas supérieur à celle qu'on observerait en remplaçant l'intervalle explosif par un fil métallique de 2 ohms de résistance environ.

254. Schuster et Hemsalech ⁽¹⁴⁾ ont fait quelques recherches très intéressantes sur la constitution d'étincelles se suivant rapidement

(1) RIESS, *Reibungselectricität*.

(2) PAALZOW, *Pogg. Ann.*, t. CXXVII, 1866, p. 126.

(3) G. WIEDEMANN, *Pogg. Ann.*, t. CLVIII, 1876, p. 35.

(4) NACCARI et BELLATI, *Beib.*, t. II, 1878, p. 720.

(5) POGGENDORFF, *Pogg. Ann.*, t. XCIV, 1855, p. 632.

(6) DEWAR, *Proc. Roy. Soc. Edin.*, t. VII, 1872, p. 699.

(7) ROLLMANN, *Pogg. Ann.*, t. CXXXIV, 1868, p. 605.

(8) NACCARI, *Atti di Torino*, t. XVII, 1882, p. 1.

(9) VILLARI, *Beib.*, t. III, p. 713; t. IV, p. 404; t. V, p. 460; t. VI, p. 699; t. VII, p. 782.

(10) MUGNA, *Beib.*, t. VI, 953.

(11) HEYDWILLER, *Wied. Ann.*, t. XLIII, 1891, p. 310; t. LXI, 1897, p. 541.

(12) KAUFFMANN, *Wied. Ann.*, t. LX, 1897, p. 653.

(13) MISS BROOKS, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. II, 1901, p. 92.

(14) SCHUSTER, et HEMSALECH, *Phil. Trans.*, t. CXCVIII, 1899, p. 189.

telles que celles produites par la décharge oscillante d'une bouteille de Leyde. Ils photographiaient les étincelles sur une pellicule animée d'un mouvement rapide et montée sur la jante d'une roue faisant environ 30 tours par seconde. La pellicule se déplaçait perpendiculairement à la longueur de l'étincelle. La ligne tracée sur la pellicule par une source lumineuse se déplaçant le long de l'étincelle avec une vitesse finie sera inclinée sur la direction de l'étincelle, et son inclinaison, la vitesse de la pellicule étant connue, permettra de déterminer la vitesse de la source lumineuse. En envoyant la lumière de l'étincelle sur la pellicule à travers un spectroscopie, on pourra déterminer les vitesses correspondant à une ligne déterminée du spectre.

Les auteurs arrivèrent à cette conclusion que la première étincelle passe à travers l'air, mais que, si les étincelles se suivent rapidement (comme dans la décharge oscillatoire d'une bouteille de Leyde) et ne sont pas trop longues, celles qui suivent passent à travers la vapeur du métal, les électrodes étant vaporisées par la chaleur produite par la première étincelle. Une expérience très intéressante des mêmes auteurs confirme cette théorie. Ils trouvèrent que, si l'on introduit une self-induction dans le circuit de décharge, les lignes de l'air disparaissent presque toutes du spectre, tandis que les raies métalliques sont très brillantes. La self-induction accroît la durée d'oscillation et permet à la vapeur du métal de diffuser dans l'intervalle explosif. La décharge passe presque entièrement dans la vapeur, et l'énergie dépensée sert à échauffer celle-ci et non l'air.

Ils trouvèrent que la vitesse des vapeurs métalliques dans l'étincelle était plus grande dans le cas des métaux de poids atomique peu élevé. Ainsi la vitesse de la vapeur d'aluminium était de 1890^m par seconde; celle des vapeurs de zinc et de cadmium, de 545^m seulement. Ils obtinrent le résultat très intéressant que pour quelques métaux, particulièrement le bismuth, les vitesses indiquées par quelques-unes des lignes du spectre n'étaient pas les mêmes que celles données par d'autres. C'est ainsi que pour le bismuth certaines raies donnaient 1420^m par seconde, d'autres 550^m seulement, alors qu'une autre $\lambda = 3793$ donnait une vitesse encore plus faible. Ce résultat soulève quelques questions intéressantes, comme par exemple de savoir si le bismuth est un mélange de plusieurs éléments, certaines lignes du spectre étant dues à l'un d'eux, les autres à d'autres. Il se peut également que les molécules mêmes d'un corps simple ne soient pas toutes de même espèce et que les diverses lignes dans le spectre

soient émises par des molécules différentes. Nous obtiendrions également un effet semblable si les intensités relatives des lignes spectrales variaient beaucoup avec l'énergie cinétique possédée par une molécule, si par exemple l'intensité d'une ligne α était beaucoup plus grande que celle d'une ligne β pour une molécule se déplaçant rapidement et beaucoup moindre pour une molécule animée d'une vitesse plus faible. Alors, si les molécules de la vapeur étaient projetées avec des vitesses différentes, la ligne α indiquerait une vitesse supérieure à celle donnée par β . Il y a quelque raison de croire que certaines lignes spectrales qu'on obtient avec les arcs et les étincelles ont leur origine dans des systèmes formés durant le temps de la décharge et non dans les atomes normaux; si tel est le cas, nous pouvons facilement comprendre pourquoi des lignes différentes pourraient indiquer des vitesses différentes également. Schenck (1) a étudié aussi les phénomènes qu'on observe lorsqu'on examine au miroir tournant les oscillations produites par la décharge d'une bouteille de Leyde à travers un intervalle explosif; il trouva que la décharge présentait trois traits caractéristiques : 1^o une ligne étroite brillante suivie dans quelques cas à intervalle de un quart de période de la décharge par des lignes plus faibles; 2^o des bandes brillantes courbes partant de l'électrode négative, la vitesse des particules dans les bandes diminuant rapidement lorsqu'elles s'éloignent du pôle; 3^o une lueur diffuse durant plus longtemps que les précédentes. Ces différentes parties donnent des spectres totalement différents.

Action d'un champ magnétique sur la décharge.

255. Nous verrons plus loin qu'un champ magnétique produit un effet très grand sur la décharge qui traverse un gaz à basse pression. A la pression atmosphérique, l'effet produit est très faible, quoique toutefois le halo de gaz lumineux qui entoure les étincelles lorsqu'elles se succèdent rapidement et en grand nombre soit étalé et forme une large bande. Ce halo est, il faut l'observer, dévié par un courant d'air qui cependant n'affecte pas l'étincelle. Precht (2) a observé une action nette d'un aimant sur une étincelle à la pression atmosphérique quand elle passe entre une pointe aiguë et un fil émoussé.

(1) SCHENCK, *Astrophysical Journal*, t. XIV, 1901, p. 116.

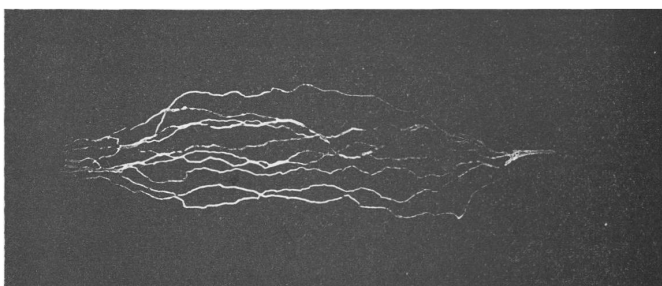
(2) PRECHT, *Wied. Ann.*, t. LXVI, 1896, p. 676.

L'étincelle est déviée par un champ magnétique transversal dans la même direction qu'un fil flexible transportant un courant de même sens. Il trouva également que le champ magnétique avait une action sur le potentiel explosif. Ainsi, la distance entre les électrodes étant de 8^{mm} et la force magnétique transversale de 7017, il trouva que, lorsque l'électrode en pointe était à l'anode, l'électrode arrondie à la cathode, le champ magnétique réduisait de 8670 à 7520 volts le potentiel explosif. Lorsque au contraire la pointe était à la cathode, l'électrode arrondie à l'anode, le même champ magnétique faisait croître le potentiel explosif de 6250 à 6450 volts.

Aspect des longues étincelles.

236. Lorsque les étincelles ont une grande longueur, elles présentent un aspect ramifié, comme le montre la figure 147, les rami-

Fig. 147.



fications se dirigeant vers l'électrode négative. L'électricité, suivant ces branches qui se terminent brusquement doit finalement s'écouler vers les électrodes par une décharge obscure.

L'étincelle a des aspects différents du côté positif et du côté négatif. Au pôle positif, on a une seule branche rectiligne, tandis qu'au pôle négatif on a plusieurs ramifications. L'étincelle présente sur son parcours de brusques changements de direction, comme si elle cheminait par sauts, et non d'une façon ininterrompue.

TABLE I. — AIR (CARR).
Longueur d'étincelle.

1 ^{mm.}		2 ^{mm.}		3 ^{mm.}		5 ^{mm.}		10 ^{mm.}	
Pression en millimètres de mercure.	Potentiel explosif en volts.	Pression en millimètres de mercure.	Potentiel explosif en volts.	Pression en millimètres de mercure.	Potentiel explosif en volts.	Pression en millimètres de mercure.	Potentiel explosif en volts.	Pression en millimètres de mercure.	Potentiel explosif en volts.
150	1510	20	620.	51	1480	7,34	600	7,09	831
120	1265	13,2	527	41,5	1275	4,61	504	4,12	645
90	1025	8,73	455	31,5	1015	2,95	418	2,39	504
61	784	5,52	400	21,4	790	1,85	368	1,39	420
40,8	634	4,11	373	14,1	630	1,57	356	0,982	372
21,6	489	3,16	355	9,31	526	1,34	349	0,805	355
19,4	477	2,71	351	5,99	452	1,14	352	0,679	348
12,4	417	2,32	357	3,84	405	0,982	359	0,562	351
7,77	367	2,02	371	2,51	371	0,839	370	0,466	359
6,66	357	1,75	389	2,18	361	0,714	388	0,384	377
5,80	352	1,52	419	1,89	356	0,607	427	0,312	425
4,98	349	1,30	460	1,64	358	0,517	484	0,219	504
4,27	355	1,13	534	1,42	364	0,440	575	0,219	605
3,67	368	0,982	654	1,22	375	0,375	705	0,180	757
3,15	392	0,857	826	1,06	397	0,321	935	0,152	1020
2,70	429	0,750	1042	0,928	441	0,276	1223	0,125	1315
2,35	481	0,643	1312	0,804	491	0,232	1585	0,105	1730
2,02	558	0,549	1695	0,710	576	0,216	1774		
1,74	681	0,536	1829	0,616	691				
1,51	855			0,536	863				
1,29	1090			0,465	1092				
1,12	1463			0,411	1395				
1,05	1826			0,357	1786				

TABLE II. — AIR (CARR).
Longueur d'étincelle.

1 ^{mm.}			2 ^{mm.}			3 ^{mm.}			5 ^{mm.}			10 ^{mm.}		
Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	
150	1510	40	620	153	1480	36,7	600	70,9	831					
120	1265	26,4	527	124,5	1275	23,0	504	41,2	645					
90	1025	17,4	455	94,5	1015	14,7	418	23,9	504					
61	784	11,0	400	64,2	790	9,25	368	13,9	420					
48,8	634	8,22	373	42,3	630	7,85	356	9,82	372					
21,6	489	6,32	355	27,9	536	6,70	349	8,05	355					
19,4	477	5,42	351	17,9	452	5,70	352	6,79	348					
12,4	417	4,64	357	11,5	405	4,91	359	5,62	351					
7,77	367	4,04	371	7,53	371	4,19	370	4,66	359					
6,66	357	3,50	389	6,54	361	3,57	388	3,84	377					
5,80	352	3,04	419	5,67	356	3,03	427	3,12	425					
4,98	349	2,60	460	4,92	358	2,58	484	2,59	504					
4,27	355	2,26	534	4,26	364	2,20	575	2,19	605					
3,67	368	1,96	654	3,66	375	1,87	705	1,80	757					
3,15	392	1,71	826	3,18	397	1,60	935	1,52	1020					
2,70	429	1,50	1042	2,78	441	1,38	1223	1,25	1315					
2,35	481	1,28	1312	2,41	494	1,16	1585	1,05	1730					
2,02	558	1,09	1695	2,13	576	1,08	1794							
1,74	681	1,07	1829	1,84	691									
1,51	855			1,60	803									
1,29	1090			1,39	1092									
1,12	1463			1,23	1395									
1,05	1826			1,07	1786									

TABLE III. — ACIDE CARBONIQUE (Carr).

Longueur d'étincelle.									
1 ^{mm.}		2 ^{mm.}		3 ^{mm.}		5 ^{mm.}		10 ^{mm.}	
Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.
19,8	516	42,6	802	26,2	674	45,5	790	72,7	993
12,6	480	27,6	645	16,7	563	28,8	674	42,6	790
9,41	443	17,5	519	10,6	477	18,2	579	24,3	656
6,83	425	10,8	464	6,75	427	11,6	498	14,4	553
5,86	421	8,04	439	5,73	420	7,25	438	8,60	473
5,02	419	6,92	426	4,89	419	6,25	423	6,12	428
4,31	420	5,90	421	4,23	425	5,35	421	5,10	423
3,73	427	5,04	419	3,60	432	4,59	428	4,09	440
3,18	443	4,30	420	3,06	449	3,93	441	3,40	470
2,73	475	3,68	427	2,62	487	3,39	464	2,80	506
2,34	503	3,16	443	2,27	542	2,86	495	2,39	563
2,00	559	2,68	473	1,95	599	2,46	533	1,96	639
1,72	636	2,32	525	1,67	699	2,09	599	1,62	761
1,47	763	1,96	605	1,44	815	1,80	704	1,34	973
1,26	916	1,69	702	1,26	971	1,55	820	1,11	1219
1,08	1127	1,45	847	1,08	1162	1,33	969	0,946	1550
0,946	1432	1,25	1026	0,942	1445	1,16	1159	0,892	1730
0,817	1801	1,07	1258	0,822	1716	0,98	1373		
		0,910	1574			0,845	1663		
		0,842	1762			0,820	1770		

TABLE IV. — HYDROGÈNE (Carr).

Longueur d'étincelle.									
1 ^{mm.}		2 ^{mm.}		3 ^{mm.}		5 ^{mm.}		10 ^{mm.}	
Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.	Produit de la pression par la longueur d'étincelle.	Potentiel explosif en volts.
21,7	328	46	435	40,8	415	68	469	75,3	526
16,2	300	29,6	360	25,6	356	46,7	415	43,7	427
11,9	281	22,0	323	16,2	301	30,1	350	25,5	335
10,3	278	16,1	299	13,9	286	19,0	300	17,7	299
8,94	287	13,9	285	12,0	278	16,4	287	14,6	283
7,74	306	11,8	279	10,3	282	14,0	281	12,2	287
6,52	335	10,0	284	8,79	292	12,0	282	10,1	295
5,57	374	8,60	293	7,56	310	10,2	285	8,46	313
4,73	487	7,44	305	6,45	356	8,80	293	7,00	343
4,11	649	6,46	333	5,55	440	7,55	305	5,75	426
3,54	905	5,54	399	4,77	564	6,30	345	4,70	595
3,04	1275	4,72	523	4,05	780	5,45	410	3,90	850
2,60	1781	4,06	727	3,48	1054	4,64	539	3,30	1142
		3,46	1010	3,00	1382	4,04	706	2,76	1477
		2,96	1380	2,58	1789	3,50	975	2,64	1710
		2,66	1746			3,00	1373		
						2,58	1775		

CHAPITRE XVI.

DÉCHARGE A TRAVERS LES GAZ A BASSE PRESSION.

237. Lorsqu'une décharge électrique passe à travers un gaz à basse pression, les différences d'aspects aux divers points de sa trajectoire apparaissent très nettement. La décharge (fig. 148) présente

Fig. 148.



les caractères suivants. En partant de la cathode *l* on rencontre tout d'abord une mince couche lumineuse s'étendant sur toute sa surface, puis vient immédiatement après un espace relativement sombre, dénommé *espace sombre de Crookes*; sa largeur dépend de la pression du gaz et augmente lorsque la pression diminue. Elle dépend également dans une certaine mesure, comme Schuster (1) l'a montré,

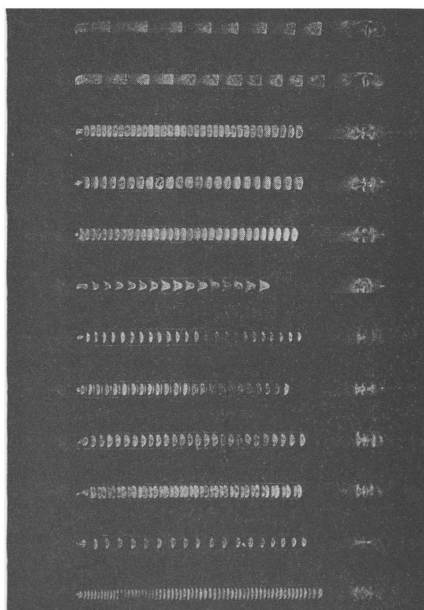
(1) SCHUSTER, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, 1890, p. 557.

de l'intensité du courant; elle est en effet plus grande pour des courants intenses que pour des courants faibles. La limite de cet espace sombre est approximativement la surface engendrée par les extrémités des normales de longueur constante menées à la surface de la cathode.

Au delà de l'espace sombre s'étend une région lumineuse appelée *lumière négative*, puis une autre région relativement sombre que certains auteurs appellent *second espace sombre négatif* et d'autres *espace sombre de Faraday*; sa longueur est très variable, même lorsque la pression est constante. Au delà on trouve une nouvelle colonne lumineuse s'étendant jusqu'à l'anode et appelée *colonne positive*. Lorsque le courant et la pression sont compris entre certaines limites, cette colonne présente des alternatives remarquables d'espaces sombres et brillants qu'on nomme *stratifications* et qui sont représentées figure 149.

Cette figure est extraite d'un Mémoire de De la Rue et Müller, *Phil. Trans.*, 1878, Part I, p. 155. Dans les longs tubes, la colonne

Fig. 149.



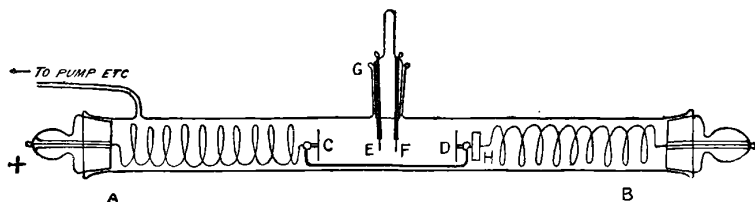
positive constitue la plus grande partie de la décharge. L'espace sombre de Crookes, la lumière négative et l'espace sombre de Faraday

ne dépendent pas sensiblement de la longueur du tube; par suite, lorsque la longueur de la décharge augmente, cet accroissement se produit pratiquement dans la colonne positive. Ainsi, par exemple, dans un tube employé par l'auteur et dont la longueur atteignait 15^m , la colonne positive occupait le tube tout entier, sauf 2^m ou 3^m au voisinage de la cathode.

Distribution de la force électrique le long de la décharge.

258. La force électrique est très variable le long de la décharge. Des mesures en ont été faites par Hittorf (¹), Graham (²), A. Hertz (³), Skinner (⁴), et H.-A. Wilson (⁵). La méthode employée par ces observateurs consistait à mesurer le potentiel pris par un fil métallique placé en différents points du parcours de la décharge. Si le potentiel du fil est le même que celui du gaz avec lequel il est en contact, ces observations nous permettront de déterminer la distribution de la force électrique le long du tube. Comme exemple de la façon dont on applique pratiquement cette méthode, nous considérerons l'appareil dont s'est servi H.-A. Wilson et que représente la figure 150.

Fig. 150.



La décharge passe entre deux disques d'aluminium C et D portés par de minces baguettes de verre qui les maintiennent à distance constante. Des hélices flexibles de fils relient ces électrodes à des fils soudés aux extrémités du tube. Un morceau de fer H, fixé au système portant les électrodes, peut être déplacé le long du tube au moyen d'un aimant. Deux électrodes E et F, distantes de 1^m environ, sont soudées sur un tube latéral G; elles sont reliées aux quadrants d'un électromètre dont la déviation indique la différence

(¹) HITTORF, *Wied. Ann.*, t. XX, 1883, p. 705.

(²) GRAHAM, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 49.

(³) A. HERTZ, *Wied. Ann.*, t. LIV, 1895, p. 246.

(⁴) SKINNER, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, 1899, p. 752.

(⁵) H.-A. WILSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIX, 1900, p. 505.

de potentiel entre E et F, et par suite la force électrique en ce point. En déplaçant le système mobile, on peut amener EF en un point quelconque de la décharge passant entre C et D, ce qui permet de déterminer la distribution de la force électrique entre les électrodes. Une autre méthode consistait à maintenir les électrodes C et D fixes et à faire mouvoir E et F en les fixant à un support flottant sur le sommet d'une colonne de mercure dont on pouvait faire varier la hauteur.

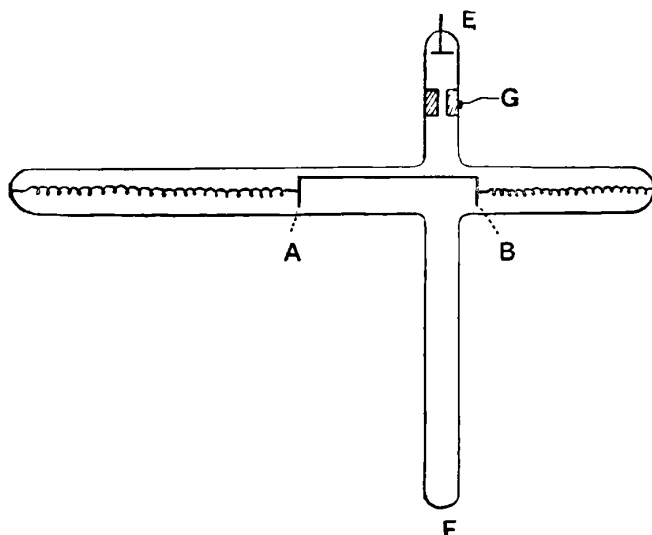
Pour que des méthodes analogues à celles que nous venons de décrire permettent d'obtenir un résultat, il faut que les électrodes secondaires prennent le potentiel du gaz avec lequel elles sont en contact. Elles pourront le prendre rapidement s'il y a dans le gaz un grand excès à la fois d'ions positifs et d'ions négatifs, qui, en abandonnant leur charge aux fils, pourront en élever ou abaisser le potentiel jusqu'à ce qu'il devienne égal à celui du gaz qui l'entoure. Les résultats obtenus semblent justifier cette hypothèse que pour des pressions modérées les électrodes secondaires doivent, pour la plus grande partie de la décharge, atteindre le potentiel du gaz; mais la méthode n'est pas sûre lorsque la pression est très basse ou lorsque les électrodes se trouvent dans l'espace sombre de Crookes, où la conductibilité est très faible.

Ainsi, pour nous placer dans un cas extrême, supposons une électrode secondaire placée dans une enceinte où se trouve un grand nombre d'ions négatifs, mais pas un ion positif. Le fil recevra de l'électricité négative jusqu'à ce que sa charge devienne assez grande pour le rendre capable de repousser les ions négatifs avec une force suffisante pour les empêcher de venir frapper contre lui. Lorsqu'il aura atteint cet état, son potentiel ne pourra être inférieur à celui d'aucun point de l'enceinte avant son introduction.

259. J'ai proposé, pour le cas des décharges à basses pressions, l'emploi d'une méthode où la déviation des rayons cathodiques sert à mesurer l'intensité du champ électrique. La figure 151 représente l'appareil employé dans ce but. A et B sont des électrodes maintenues à une distance constante l'une de l'autre et reliées à des ressorts qui leur permettent de se mouvoir le long du tube. E et F sont des tubes latéraux placés dans le prolongement l'un de l'autre. Une machine de Wimshurst produit en E des rayons cathodiques dont un pinceau passe à travers un petit trou pratiqué dans le disque G, traverse la décharge électrique allant de A en B, puis pénètre dans le

tube F et produit une tache lumineuse sur un écran phosphorescent disposé à son extrémité. Lorsque les rayons cathodiques sont déviés par la force électrique existant en un point de la décharge, la tache sur l'écran est déviée de la position qu'elle occupe lorsque la décharge ne passe pas. En mesurant cette déviation, on peut déterminer la force électrique au point où passent les rayons. En déplaçant les électrodes A et B le long du tube, on peut déterminer le champ électrique

Fig. 151.



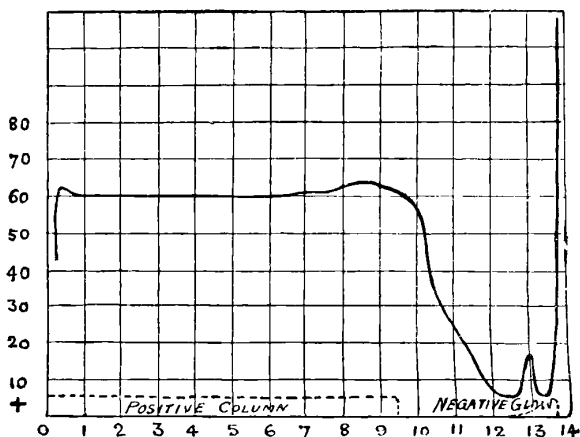
en tous les points de la décharge. M. Strachan, au Cavendish Laboratory, a ainsi obtenu la distribution de la force électrique dans les gaz à basse pression.

260. Les figures suivantes représentent la distribution de la force électrique dans une décharge à travers un tube pour diverses valeurs du courant et de la pression. Les ordonnées représentent la force électrique en un point du tube dont la position est donnée par l'abscisse. L'examen de ces courbes nous montre que la force électrique est très grande dans l'espace sombre de Crookes, diminue rapidement au voisinage de la lumière négative, à l'intérieur de laquelle elle est très faible. Elle passe par un minimum soit dans cette lumière elle-même, soit dans la partie de l'espace sombre de Faraday qui lui est juste contigu, puis elle augmente à mesure qu'on se rapproche de la colonne positive. Lorsque la colonne positive est uniformément

lumineuse (fig. 152), la force électrique est constante sur toute sa longueur jusqu'au voisinage de l'électrode positive.

Une chute brusque de potentiel, désignée sous le nom de *chute*

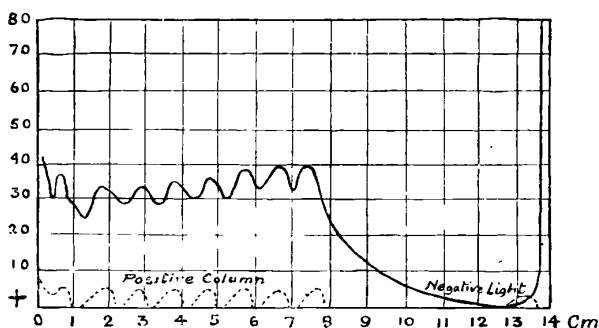
Fig. 152.



anodique de potentiel, se produit tout près de l'anode; dans plusieurs expériences de Wilson, cette chute était précédée d'une diminution de la force électrique jusqu'à une valeur extrêmement faible. Dans quelques cas, le phénomène était renversé. Il n'est pas certain cependant que ce renversement apparent ne fût pas dû à une perturbation apportée par les fils servant à la mesure du potentiel.

Lorsque la colonne positive présentait des stratifications, comme le montre la figure 153, les variations de luminosité correspondaient

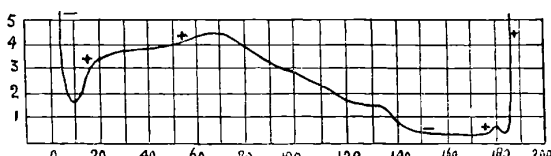
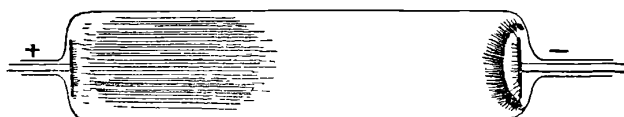
Fig. 153.



à des variations de la force électrique, les maxima s'observant dans les parties brillantes des stratifications, les minima dans les parties sombres.

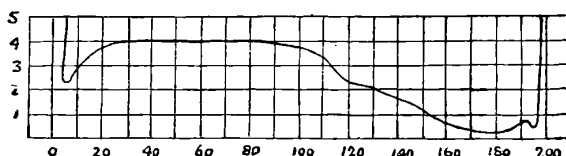
Graham a montré que lorsque le gaz est impur, on a des variations considérables de la force électrique, même dans la colonne lumineuse positive. C'est ce qu'indiquent les figures 154 et 155, qui repré-

Fig. 154.



sentent la distribution de la force électrique dans un gaz impur et dans un gaz soigneusement purifié. Lorsqu'il n'y a pas de colonne

Fig. 155.



positive, il n'y a pas entre l'anode et la lumière négative de région où l'intensité électrique soit constante.

Si x est la force électrique supposée parallèle à l'axe des x , et ρ la densité électrique, l'équation

$$\frac{dX}{dx} = 4\pi\rho$$

nous montre que l'angle que fait la tangente avec l'axe des x nous permet de déterminer l'excès des ions positifs sur les ions négatifs en chaque point de la décharge. En examinant les courbes, on voit qu'il y a un très grand excès d'ions positifs dans l'espace sombre de Crookes. Dans la lumière négative, les ions positifs et négatifs sont sensiblement en nombre égal. Dans l'espace sombre de Faraday, il y a un excès d'ions négatifs. Dans la colonne positive uniforme,

les deux sortes d'ions sont à peu près en nombre égal; dans une colonne positive stratifiée, au contraire, on observe une charge négative sur le côté cathodique d'une strate brillante et une charge positive sur le côté anodique.

261. *Distribution de la force électrique au voisinage de la cathode.* — Le champ électrique, au voisinage de la cathode, a donné lieu à des recherches nombreuses. Hittorf ⁽¹⁾ a montré que la différence de potentiel entre la cathode et un point de la lumière négative était indépendante du courant, à condition toutefois que ce dernier ne fût pas assez intense pour que la lumière négative entoure entièrement la cathode. Dans ce dernier cas, la différence de potentiel entre la cathode et la lumière négative croît avec le courant. Si la cathode est formée par un fil, lorsque le courant sera faible la lumière négative en entourera seulement l'extrémité. A mesure que le courant augmentera, la lumière négative enveloppera de plus en plus le fil jusqu'à l'entourer complètement lorsque la différence de potentiel entre elle et la cathode commencera à influencer le courant.

On désigne cette différence de potentiel sous le nom de *chute cathodique de potentiel*. Warburg ⁽²⁾ montra qu'elle était indépendante de la pression du gaz et pratiquement la même, que les électrodes soient en platine, en zinc, en cuivre, en argent ou en fer. Elle était cependant bien moins considérable lorsque les électrodes étaient en aluminium ou en magnésium. Mey ⁽³⁾ a montré récemment que la chute cathodique de potentiel dépendait plus qu'on ne l'avait pensé de la nature de la cathode et atteignait des valeurs très basses avec les métaux alcalins fortement électro-positifs (*voir aussi* LYMAN, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XII, 1902, p. 45). Avec des électrodes de zinc, de cuivre ou de fer, la chute cathodique de potentiel est souvent anormalement faible lorsque les électrodes sont neuves; mais elle atteint sa valeur normale lorsque les électrodes ont servi pendant quelque temps. Warburg attribue cet effet à la présence d'une couche mince d'oxyde sur l'électrode neuve; cette couche s'enlève à la longue par suite de la désintégration qui se produit lorsque le métal est employé comme cathode. Hittorf ⁽⁴⁾ a découvert que la chute de

(1) HITTORF, *Wied. Ann.*, t. XX, 1883, p. 705.

(2) WARBURG, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 545; t. XL, 1890, p. 1.

(3) MEY, *Verhand. Deutschen Physikalischen Gesellschaft*, t. V, 1903, p. 72.

(4) HITTORF, *Wied. Ann.*, t. XXI, 1884, p. 133.

potentiel devenait extrêmement faible lorsque la cathode était portée au rouge.

Goldstein ⁽¹⁾ et Warburg (*loc. cit.*) trouvèrent que la diminution de la chute cathodique devenait moindre lorsqu'on continuait longtemps le chauffage.

On peut remarquer à cette occasion que l'émission d'électricité négative par un fil incandescent diminue souvent beaucoup après une chauffe longtemps prolongée. Warburg trouva que des traces d'impuretés dans le gaz produisent sur la chute cathodique de potentiel des effets dont la grandeur est surprenante. C'est ainsi que dans l'azote renfermant des traces d'humidité et d'oxygène la chute cathodique de potentiel atteignait 260 volts, tandis que le même gaz soigneusement desséché donnait une chute cathodique de 343 volts. Une simple trace d'humidité avait donc diminué de 25 pour 100 la chute cathodique de potentiel. Tant que la quantité totale de vapeur d'eau est faible, la diminution de la chute cathodique ne semble pas beaucoup dépendre de la quantité de vapeur d'eau présente. Mais, lorsqu'il y en a beaucoup, elle est plus grande que dans l'azote pur. Dans un mélange de vapeur d'eau et d'azote où la pression due à la vapeur d'eau était de $2^{\text{mm}},3$, celle due à l'azote de $3^{\text{mm}},9$, la chute cathodique de potentiel était de 396 volts, au lieu de 343 dans l'azote renfermant des traces d'oxygène; l'accroissement de la chute cathodique n'est pas cependant à beaucoup près aussi grand que celui des différences de potentiel le long de la colonne positive. Warburg trouva que dans l'hydrogène une trace de vapeur d'eau augmentait la chute cathodique de potentiel.

Warburg ⁽²⁾ rechercha également quels effets produisait l'élimination de toute trace d'oxygène. Il arrivait à ce résultat en déposant à l'intérieur du tube une mince couche de sodium obtenue de la façon suivante. Le tube était placé dans un amalgame de sodium, on chauffait le verre et faisait passer un courant électrique à travers le verre chaud de l'amalgame à une électrode intérieure. Le sodium ainsi déposé se combinait à l'oxygène pouvant rester dans le tube. La disparition de l'oxygène avait une action très marquée sur la chute de potentiel. Ainsi, dans l'azote, avec des électrodes de platine, la chute cathodique de potentiel était réduite de 343 à 232 volts lorsqu'on faisait disparaître les traces d'oxygène; avec des élec-

(1) GOLDSTEIN, *Wied. Ann.*, t. XXIV, 1885, p. 90.

(2) WARBURG, *Wied. Ann.*, t. XL, 1890, p. 1.

trodes de magnésium elle était, dans ce cas, de 207 volts. Dans de l'hydrogène exempt d'oxygène, la chute cathodique de potentiel était de 300 volts avec des électrodes de platine, de 168 volts avec des électrodes de magnésium. Ainsi donc, avec des électrodes de platine, la chute cathodique de potentiel est plus grande dans l'hydrogène que dans l'azote, tandis qu'on observe l'effet inverse avec des électrodes de magnésium.

Les résultats donnés dans les Tables données p. 486 montrent que la pression de l'oxygène diminue le pouvoir ionisant des ions positifs.

La Table suivante renferme les résultats des mesures de la chute cathodique de potentiel dans différents gaz, faites par Warburg (*loc. cit.*), Capstick (1) et Strutt (2). Elle contient également les mesures faites par Strutt et relatives à la plus petite différence de potentiel capable de provoquer une étincelle dans différents gaz.

Gaz.	Chute cathodique en volts.			Chute cathodique de potentiel avec des électrodes d'aluminium.	Différence de potentiel minimum nécessaire pour provoquer une décharge.
	Électrodes de platine.				
	Warburg.	Capstick.	Strutt.		
Air.....	340-350				341
H ²	env. 300	298		168	302-308
O ²		369			
Az ²	} 230 (exempt d'oxygène)	} 232		207	251
Hg vapeur.			340		
Hélium...			226		261-326
H ² O.....		469			
AzH ³		582			

Ces résultats montrent qu'il y a une très grande probabilité pour que la différence de potentiel minimum requise pour produire une étincelle à travers un gaz soit égale à la chute cathodique de potentiel dans ce gaz.

Les résultats donnés dans la Table suivante due à Mey (*loc. cit.*) mettent en évidence l'influence de la nature de l'électrode.

(1) CAPSTICK, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIII, 1898, p. 356.

(2) STRUTT, *Phil. Trans.*, t. CXCIII, 1900, p. 377.

Gaz.	Électrodes.										
	Pt.	Hg.	Ag.	Cu.	Fe.	Zn.	Al.	Mg.	Na.	Na—K.	K.
O ²	369										
H ²	300		295	280	230	213	190	168	185	169	170
Az ²	232	226						207	178	125	170
He.....	226								80	78,5	69
Arg.....	167						100				

Capstick trouva que, si dans des gaz secs on a une trace d'oxygène, la chute cathodique est sensiblement la même que dans l'oxygène pur. Les expériences de Warburg déjà citées et relatives à l'influence d'une trace d'oxygène en présence d'azote le montrent nettement. Il semblerait, d'après elles, que cette influence de l'oxygène soit en grande partie neutralisée par la présence de vapeur d'eau. Nous avons déjà fait allusion (p. 505) aux expériences de Warburg relatives à la grande diminution de la déperdition négative avec une pointe placée dans l'azote du fait de la présence d'une trace d'oxygène. Il est probable qu'il y a une relation entre cet effet et l'influence d'une trace d'oxygène sur la chute cathodique. On ne peut que difficilement attribuer ce dernier effet à une certaine oxydation des électrodes, car Warburg a montré que la chute de potentiel était *moindre* avec des surfaces faiblement oxydées qu'avec des surfaces brillantes.

262. Pour les gaz composés H²O et AzH³, la chute de potentiel cathodique semble obéir à la loi d'addition; c'est ainsi que la chute cathodique dans la vapeur d'eau égale la chute cathodique dans H² + $\frac{1}{2}$ de la chute cathodique dans O², tandis que dans AzH³ elle est égale à $\frac{1}{2}$ de la chute cathodique dans Az² + $\frac{3}{2}$ de la chute cathodique dans H².

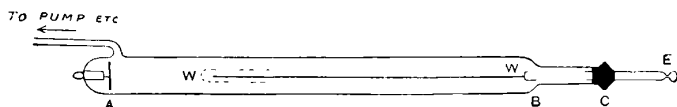
Les expériences de Matthies (1) sur la chute cathodique de potentiel dans les gaz composés HgCl², HgBr², HgI² ne confirment pas la relation entre la chute cathodique dans un gaz et sa composition chimique que semblaient faire entrevoir les deux résultats précédents. Pour ces gaz, en effet, la chute cathodique de potentiel dans l'air avec une cathode de platine a les valeurs respectives 365, 395 et 432 volts, alors que dans la vapeur de mercure elle atteint 340 volts et dans la vapeur d'iode 377. D'autre part, les difficultés expérimentales sont très grandes lorsqu'on opère avec des gaz composés,

(1) MATTHIES, *Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 675.

car il est extrêmement difficile d'obtenir une décharge continue. Capstick trouva que, si l'on place en série avec le tube à décharge un circuit comprenant un téléphone, il est presque impossible de réduire ce dernier au silence lorsque le tube renferme un gaz composé, tandis qu'on l'obtient sans difficulté lorsqu'on opère avec un gaz simple. Le bruit au téléphone indique que la décharge est intermittente; dans ce cas on ne peut mesurer la chute de potentiel cathodique. Carr arriva à cette conclusion que la différence de potentiel explosive minima suit une loi additive.

263. *Densité de courant à la cathode.* — H.-A. Wilson ⁽¹⁾ a mesuré la densité de courant au voisinage d'une cathode constituée par un fil cylindrique, lorsque la lumière négative ne l'entoure pas complètement. Dans ces conditions, cette lumière prend l'apparence qu'indique la figure 156; elle ressemble à un tube à essai présentant

Fig. 156.



un évasement bien marqué à l'extrémité la plus éloignée de l'anode. Lorsque l'intensité du courant croît, la colonne s'avance le long de l'électrode, sa longueur étant proportionnelle au courant. Wehnelt ⁽²⁾ a montré que la décharge provenant de la cathode est confinée à l'aire recouverte par la luminosité et que la densité de courant est constante sur cette surface. Ceci montre que la densité de courant sur la cathode est indépendante du courant total traversant le tube tant que l'intensité de ce dernier n'est pas assez grande pour que la luminosité enveloppe entièrement la cathode. Wilson fit une série d'expériences dans l'air à différentes pressions, comprises entre 6^{mm},7 et 0^{mm},023; il trouva que si C représente le courant total traversant le tube, exprimé en milliampères, l la longueur en centimètres du fil recouverte par la lumière négative, d son diamètre en centimètres, p la pression du gaz en millimètres de mercure, l'expression $\frac{c}{l\pi(d + 0,05)p}$ est sensiblement constante et égale à 0,4.

Ceci indique que la densité de courant en un point situé à une distance de la surface de la cathode égale à 0^{mm},25 est constante

⁽¹⁾ H.-A. WILSON, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IV, 1902, p. 608.

⁽²⁾ WEHNELT, *Ann. der. Phys.*, t. VII, 1907, p. 237.

quand la pression l'est également, quel que soit le diamètre du fil, et proportionnelle à elle quand elle varie. Il est remarquable que la densité de courant soit la même pour des électrodes d'aluminium ou de platine, bien que la chute cathodique de potentiel soit différente. Les nombres donnés par Wilson montrent que, bien que $\frac{C}{p}$ soit approximativement constant, cette expression tend à décroître lentement jusqu'à un minimum pour recommencer ensuite à croître légèrement.

264. *Distribution de la force électrique dans l'espace sombre et la lumière négative.* — La valeur de la force électrique dans l'espace sombre a été déterminée pour la première fois par Schuster (1). Il montra que, si l'on désigne par V la différence de potentiel entre la cathode et un point de l'espace sombre ou de la lumière négative situé à une distance x de la cathode, on a la relation

$$V = V_0(1 - e^{-kx}),$$

V_0 étant la chute cathodique de potentiel et k une constante (la pression étant également constante), qui représente très approximativement les résultats de ces expériences.

Puisque $\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\rho$, ρ étant la densité de l'électricité libre, la distribution de potentiel ci-dessus impliquerait l'existence dans l'espace sombre d'une charge électrique positive dont la densité décroîtrait en progression géométrique à mesure que la distance à la cathode croîtrait en progression arithmétique.

Graham (2), qui mesura également dans l'azote la distribution de la force électrique dans l'espace sombre voisin de la cathode, obtint, pour la distribution du potentiel, les résultats représentés par les courbes de la figure 157.

Il résulterait de l'examen de ces courbes que, bien qu'à travers la plus grande partie de l'espace sombre la charge électrique soit positive, il existerait une couche négative dans le voisinage immédiat de la cathode.

Wehnelt a répété les expériences de Graham sans retrouver les crochets de la courbe au voisinage de la cathode. Il les attribue à ce fait que les deux fils explorateurs ne se trouvaient pas sur le trajet du courant. Wehnelt donne les courbes ci-après comme représen-

(1) SCHUSTER, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, 1890, p. 526.

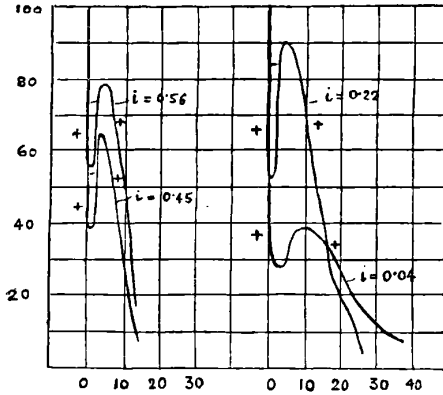
(2) GRAHAM, *Wied. Ann.*, t. LXIV, p. 49, 1898.

tant la distribution des surfaces équipotentiellles près de la cathode.

Les parois du tube ont probablement, jusqu'à un certain point, une influence sur elle.

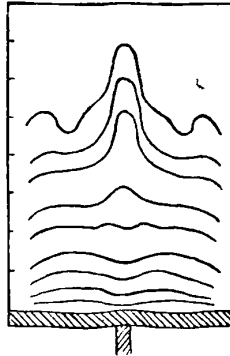
Schuster et Graham trouvèrent tous les deux que la force électrique

Fig. 157.



croissait très rapidement au voisinage de la cathode; elle avait cependant une valeur très appréciable dans tout l'espace sombre. Skinner⁽¹⁾, à la suite d'expériences récentes, aboutit à cette conclusion que la chute cathodique se produit dans le voisinage immédiat de

Fig. 158.



la cathode, et que la force électrique dans tout le reste de l'espace sombre est excessivement faible. Je pense que ce dernier résultat doit provenir de ce que le fil explorateur ne prend pas le potentiel du gaz environnant. Strachan en effet, par la méthode décrite

(1) SKINNER, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. II, 1902, p. 616.

page 531, trouva, d'accord avec Schuster et Graham, que, bien que croissant excessivement vite au voisinage de la cathode, la force électrique avait une valeur tout à fait appréciable dans le reste de l'espace sombre.

265. La chute cathodique de potentiel cesse d'être constante lorsque la lumière négative recouvre entièrement l'électrode ou atteint les parois du tube. Sa valeur, dans ces conditions, est toujours plus grande que celle de la chute normale et peut s'élever considérablement.

Stark (1) a donné la formule suivante pour relier la chute cathodique de potentiel K à l'intensité du courant lorsque ce dernier est assez intense pour que la lumière négative entoure complètement la cathode :

$$K = K_n + \frac{k}{pf^2} (C - xpf)^2,$$

K_n étant la chute cathodique normale, p la pression du gaz, f la surface de la cathode, c le courant à travers le tube, et k et x des constantes.

266. *Épaisseur de l'espace sombre.* — Lorsque la pression diminue, l'espace sombre s'élargit de plus en plus. La relation qui relie la pression du gaz à la largeur de l'espace sombre a fait l'objet des recherches de Puluz (2), Crookes (3) et plus récemment de Ebert (4). D'après ce dernier, la largeur de l'espace sombre n'est pas en général inversement proportionnelle à la pression du gaz, c'est-à-dire proportionnelle au libre parcours moyen des molécules. La loi trouvée par Ebert, dans le cas où la cathode est assez éloignée des parois du tube pour que ces dernières soient sans action sur l'accroissement de longueur de la lumière négative, peut s'exprimer comme suit :

Soient d_1 , d_2 les épaisseurs de l'espace sombre dans le même gaz pour des pressions respectivement égales à p_1 et p_2 ; on a

$$\frac{d_1}{d_2} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^m,$$

m étant une quantité positive, en général inférieure à l'unité. Il trouva que pour les gaz qu'il étudia, l'air, l'oxygène, l'hydrogène, l'azote, l'oxyde de carbone et l'acide carbonique, il y avait une dis-

(1) STARK, *Physikalische Zeitschrift*, t. III, 1902, p. 274.

(2) PULUZ, *Wien. Sitz.*, t. LXXXI, 1880, p. 874.

(3) CROOKES, *Phil. Trans.*, t. CLXX, 1879, p. 138.

(4) EBERT, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 200, 372.

continuité dans la relation entre d et p lorsqu'on atteignait une certaine pression Π différente pour chaque gaz; la valeur de m pour des pressions supérieures à Π n'étant pas la même que pour des pressions plus basses. C'est ainsi, qu'avec l'oxygène, par exemple, Ebert trouva que pour des pressions supérieures à $0^{\text{mm}},7$ de mercure m avait la valeur $0,459$, tandis que pour des pressions plus basses il atteignait $0,738$. Il est à remarquer que cette pression de $0^{\text{mm}},7$ de mercure est celle pour laquelle Bohr ⁽¹⁾, Baly et Ramsay ⁽²⁾ trouvèrent une discontinuité dans la relation reliant le volume à la pression du gaz.

Battelli ⁽³⁾ arriva au même résultat. Lord Rayleigh ⁽⁴⁾, qui étudia cette relation avec le plus grand soin, ne put mettre en évidence une telle discontinuité. Newall ⁽⁵⁾ trouva que la décharge sans électrodes dans l'oxygène se comportait d'une manière toute différente suivant que la pression était supérieure ou inférieure à une certaine pression critique égale à environ $0^{\text{mm}},7$. Ebert ⁽⁶⁾ donne les valeurs suivantes de Π , pression pour laquelle s'observait le changement dans la loi reliant p à d , et de d , épaisseur de l'espace sombre sous une pression de 1^{mm} de mercure :

Gaz.	Π .	d .
	^{mm}	^{mm}
H ²	2,0	3,8
CO	1,3	2,6
Az ²	1,0	2,2
CO ²	1,1	2,1
Air.	0,9	1,9
O ²	0,7	1,6

Il constata que Π est approximativement proportionnel à l'inverse des dimensions linéaires de la cathode.

Si tel est le cas, il semble n'y avoir aucune raison pour établir une relation entre Π et l'état pour lequel se produit un changement dans la relation entre la pression et le volume du gaz.

267. Les résultats suivants, extraits d'un Mémoire d'Ebert, donne-

(1) BOHR, *Wied. Ann.*, t. XXVII, 1886, p. 459.

(2) BALY et RAMSAY, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XXXVIII, 1894, p. 307.

(3) BATTELLI, *Physikalische Zeitschrift*, t. III, 1901, p. 17.

(4) RAYLEIGH, *Phil. Trans.*, A., t. CXCVI, 1901, p. 265.

(5) NEWALL, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. IX, 1897, p. 295.

(6) EBERT, *Verhand. Deutsch. Physik. Ges.*, t. II, 1900, p. 99.

ront une idée de l'épaisseur de l'espace sombre d sous différentes pressions p dans différents gaz.

Air.

p en millimètres de Hg...	2,06	1,24	0,61	0,47	0,27	0,19
d »	1,2	1,8	2,4	3,1	4,6	7,0

Oxygène.

p ...	1,18	0,73	0,45	0,29	0,183	0,129	0,083	0,051
d	1,64	2,09	2,93	4,16	5,18	7,69	10,43	14,3

Hydrogène.

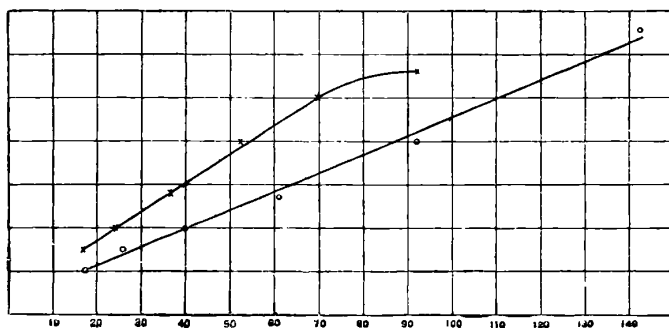
p	3,05	2,04	1,37	0,95	0,72	0,54	0,40
d	1,5	2,0	2,8	4,0	5,0	5,6	7,0

Azote.

p	2,85	1,91	1,25	0,82	0,54	0,35	0,26
d	1,0	1,5	2,0	2,7	4,0	6,5	8,0

Les résultats pour l'hydrogène et l'azote sont réunis sous forme de courbes (fig. 159). Les ordonnées représentent l'épaisseur de l'espace sombre et les abscisses les inverses de la pression.

Fig. 159.



On peut voir que les points représentant les expériences faites à pression élevée sont à peu près en ligne droite, tandis qu'à basse pression ils n'y sont plus. Les pressions au moment où la courbure commence à se faire sentir sont voisines de celles auxquelles Ebert a donné le nom de « pressions critiques ». Il trouva que lorsque la pression diminuait, la différence entre les extrémités diminuait tout d'abord jusqu'à ce qu'on atteigne cette pression critique. Si on réduisait encore la pression, la différence de potentiel croissait lorsque la pression diminuait.

Il trouva que la pression critique dépendait des dimensions du tube : plus grand était ce dernier, plus faible était la pression critique. La pression critique marque le moment où les parois du vase commencent à gêner la formation de la lumière négative et à compliquer le phénomène. Dans l'étude des lois qui régissent la formation de l'espace sombre, il sera préférable de nous limiter aux pressions supérieures à la pression critique et pour lesquelles les parois du tube sont sans effet. En envisageant seulement de telles pressions j'incline à interpréter les expériences d'Ebert d'une manière un peu différente. Elles montrent selon moi qu'on peut mettre l'épaisseur d de l'espace sombre sous la forme

$$d = a + \frac{b}{p},$$

p étant la pression et a et b des constantes.

Si λ est le libre parcours moyen d'une molécule λ est proportionnel à $\frac{1}{p}$ et l'équation précédente se met sous la forme

$$(1) \quad d = a + \beta \lambda,$$

c'est-à-dire que la longueur de l'espace sombre mesurée à partir d'un point situé à une distance a en avant de la cathode est proportionnelle au libre parcours moyen d'une molécule du gaz. Si nous traçons la courbe ayant pour ordonnées l'épaisseur de l'espace sombre et pour abscisses le libre parcours moyen d'une molécule, en prenant pour λ dans l'azote à la pression atmosphérique la valeur $9,86 \times 10^{-5}$ et dans l'hydrogène la valeur $1,85 \times 10^{-6}$ cm (voir MEYER, *Kinetische Theorie der Gase*), nous trouvons que les courbes sont presque identiques pour l'hydrogène et l'azote. Ceci indique que dans l'équation (1) les constantes a et β sont les mêmes pour les deux gaz, c'est-à-dire que, si au lieu de mesurer l'espace sombre à partir de la cathode elle-même, on le compte à partir d'un point situé à une distance constante de cette dernière, le rapport de son épaisseur au libre parcours moyen des molécules est le même pour tous les gaz. En fait, la décharge se comporte comme si les transporteurs d'électricité négative provenaient d'une région située un peu en avant de la cathode et non de la cathode elle-même. Les expériences de H.-A. Wilson sur la densité du courant à la surface de la cathode suggèrent la même idée. La valeur de a , constante de l'équation (1) telle qu'elle est donnée par les courbes de la figure 159, est d'environ 0^{mm},4. L'épaisseur de la couche superficielle, pour laquelle Wilson trouva une densité de courant constante, est de 0^{mm},25 dans l'air.

Ces deux quantités sont du même ordre de grandeur, et nous ne pouvons prétendre à une grande exactitude pour la valeur de a déterminée à partir de la courbe de la figure 159. Une faible erreur d'expérience peut, en effet, entraîner une erreur considérable sur a . C'est pourquoi je pense que l'identité des valeurs de a dans l'hydrogène et l'azote est partiellement accidentelle, et il faudrait des expériences plus nombreuses pour qu'on puisse considérer comme établie l'identité des valeurs de a dans tous les gaz. Il serait intéressant de voir si l'épaisseur de la luminosité violette qui recouvre la surface de la cathode est égale à a . Lorsque la lumière négative recouvre entièrement la cathode, l'épaisseur de l'espace sombre dépend du courant qui passe à travers le tube aussi bien que de la pression du gaz; par suite, pour avoir une relation simple entre l'épaisseur de l'espace sombre et la pression, le courant qui traverse le tube doit être faible, pour que la densité du courant à la cathode puisse être constante. Les expériences d'Ebert ont été faites avec des courants intenses.

Relation entre l'épaisseur de l'espace sombre et le libre parcours moyen d'un corpuscule.

268. Le libre parcours moyen d'une molécule d'hydrogène à 0° et sous 760^{mm} de pression est de $1,85 \times 10^{-5}$ cm (voir MEYER, *Kinetische Theorie der Gase*). Le libre parcours moyen d'un corpuscule serait encore plus grand, puisque le corpuscule est plus petit que la molécule. Si, pour préciser, nous supposons que les collisions entre deux molécules et entre un corpuscule et une molécule sont analogues à celles qui peuvent se produire entre deux sphères élastiques, nous voyons, en négligeant le rayon du corpuscule devant celui de la molécule, que la distance entre leurs centres au moment de la collision sera la moitié de la distance des centres de 2 molécules qui viennent au contact. Or le libre parcours moyen est inversement proportionnel au carré de la distance des centres des sphères entre lesquelles se produit la collision; le libre parcours moyen d'un corpuscule sera donc égal à 4 fois celui de la molécule. De plus, sous l'action du champ électrique, les corpuscules se meuvent avec une vitesse très grande devant la vitesse moyenne de translation des molécules; ces dernières pourront donc être considérées comme en repos. Maxwell a montré que la trajectoire libre d'un corps se déplaçant au milieu d'un ensemble de molécules au repos est égale à $\sqrt{2}$ fois celle

qu'on observerait si les molécules étaient animées d'un mouvement dont la vitesse serait égale à la vitesse moyenne de translation du corps en mouvement. Ainsi la trajectoire libre moyenne d'un corpuscule se mouvant à travers l'hydrogène à 0°, et sous 760^{mm} de pression, serait égale à $4\sqrt{2} \times 1,85 \times 10^{-5}$ cm; la trajectoire libre moyenne sous une pression de 1^{mm} sera donc de $4\sqrt{2} \times 1,85 \times 760 \times 10^{-5}$ cm, soit environ 0^{mm},8. L'épaisseur de l'espace sombre dans l'hydrogène sous cette pression, mesurée à partir d'un point situé à 0^{mm},4 en avant de la cathode, est d'environ 3^{mm},3, soit approximativement 4 fois le libre parcours moyen du corpuscule.

L'épaisseur de l'espace sombre est donc du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen d'un corpuscule calculé dans l'hypothèse très spéciale que nous avons faite ci-dessus.

Schuster (1) trouva que l'épaisseur de l'espace sombre dépendait jusqu'à un certain point du courant traversant le gaz; elle croissait légèrement lorsque le courant augmentait.

Wehnelt (2) d'autre part trouve que l'espace sombre diminuait lorsque croissait le courant. Ceci semble indiquer que l'espace sombre peut avoir une valeur stationnaire pour une intensité donnée du courant et qu'il croît ou décroît avec ce dernier suivant qu'on se trouve d'un côté ou de l'autre de cette valeur particulière. L'emploi d'une cathode en chaux incandescente montre d'une manière très nette cet accroissement d'épaisseur de l'espace sombre lorsque le courant diminue. Si l'on part d'un courant intense et si on le fait diminuer graduellement, on peut voir l'espace sombre atteindre une épaisseur plusieurs fois égale à son épaisseur originelle avant que le courant n'atteigne une valeur trop faible pour que la décharge lumineuse ne puisse plus passer.

269. *Désintégration de la cathode.* — Lorsque la décharge traverse un tube, des fragments du métal s'échappent normalement de la cathode et forment une mince pellicule métallique sur les parois du tube ou sur tout autre corps placé dans son voisinage. C'est ainsi qu'on obtient fréquemment maintenant des pellicules métalliques minces formant des miroirs semi-transparents en disposant une plaque de verre dans un tube à vide au voisinage d'une cathode constituée par le métal qu'on veut déposer, et en faisant passer

(1) SCHUSTER, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, 1890, p. 556.

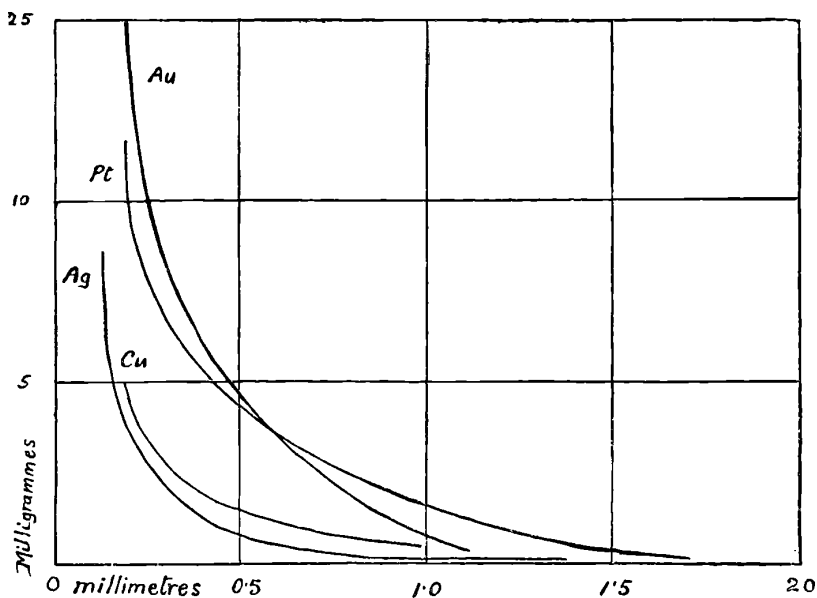
(2) WEHNELT, *Physikalische Zeit.*, t. II, 1901, p. 518.

le courant à travers le tube. La quantité de métal projetée à partir de la cathode dépend de la pression du gaz dans le tube.

Elle est beaucoup plus grande aux basses qu'aux hautes pressions. Elle dépend également de la nature du gaz. Ainsi, il n'y a qu'une faible désagrégation avec des électrodes d'aluminium dans l'air; elle est au contraire très grande dans les gaz monoatomiques, tels que l'hélium, l'argon et la vapeur de mercure. Elle dépend beaucoup également du métal. Selon Crookes (¹), on peut ranger les métaux au point de vue d'une désagrégation décroissante dans l'ordre suivant, Pd, Au, Ag, Pb, Sn, Pt, Cu, Cd, Ni, In, Fe.

Granqvist (²) trouva que cet ordre dépend de la pression du gaz. C'est ainsi qu'il trouva qu'à de hautes pressions le Pt se désagrège moins que l'Au et que c'est l'inverse à basse pression. Les résultats montrant la relation entre la valeur de la désagrégation et la pression sont représentés par les courbes de la figure 160. Les ordonnées

Fig. 160.



représentent la perte de poids en milligrammes par heure pour des électrodes de 12^{mm} de long, 4^{mm},8 de large et 0^{mm},06 d'épaisseur,

(¹) CROOKES, *Proc. Roy. Soc.*, t. I, 1891, p. 88.

(²) GRANQVIST, *Oefversigt Kgl. Vetensk. Akad. Forh. Stockholm*, 1898, p. 709.

avec un courant de 2,46 milliampères; les abscisses représentent les pressions.

Granqvist trouva également que la perte de poids en un temps donné est proportionnelle au carré du courant lorsque la pression est constante. Crookes trouva que, si la cathode est formée par l'alliage d'or et d'aluminium découvert par Robert-Austen, il y avait dépôt d'or, tandis que l'aluminium ne se déposait pas. La composition de la cathode était donc ainsi modifiée par le passage de la décharge. La quantité de métal volatilisée à partir de la cathode est beaucoup plus grande que celle qui s'échappe du même fil porté à l'incandescence. C'est ainsi que Granqvist trouva qu'on en obtenait autant d'une cathode en quelques minutes que d'un fil incandescent et neutre ou employé comme anode pendant 12 heures. Les courants de métal issus de la cathode sont déviés par un aimant comme les rayons cathodiques, bien qu'à un degré différent.

Holborn et Austin⁽¹⁾ firent de très intéressantes expériences sur les pertes que subirait par désintégration des cathodes formées par des métaux différents et placées dans des conditions électriques identiques. Ils employèrent un courant de densité constante, soit environ 1 milliampère par centimètre carré de cathode. Cette densité de courant est suffisante pour que, avec les pressions utilisées, la chute de potentiel cathodique dépende de la pression; en faisant varier cette dernière, on peut donc, dans ce cas, obtenir des variations importantes de la valeur de celle-ci. Le tube étant rempli d'air, ils trouvèrent que y , perte de poids en 30 minutes subie par des cathodes circulaires de 1^{cm} de diamètre et formées par du platine, de l'argent (1^{er} échantillon), du cuivre et du nickel, pouvait être représentée par la formule

$$(1) \quad y = 0,0016 \frac{A}{n} (V - 495);$$

avec de l'argent (2^e échantillon), du bismuth, du palladium, de l'antimoine et du rhodium, la même relation était donnée par

$$(2) \quad y = 0,0018 \frac{A}{n} (V - 495).$$

V est la chute de potentiel cathodique en volts, A le poids atomique du métal, et n sa valence; d'autres métaux, tels que le fer, l'alumi-

(1) HOLBORN et AUSTIN, *Wissenschaft. Abhand. der Physik, Tech. Reichsanstalt*, Bd. IV, 1903, p. 101.

nium et le magnésium, ne suivent pas ces lois. La chute cathodique normale était d'environ 360 volts; par suite, la désintégration de la cathode ne doit pas avoir une valeur appréciable, si la chute cathodique ne dépasse pas de beaucoup sa valeur minimum.

Avec les métaux qui suivent les lois (1) ou (2), nous voyons que, avec le même courant et la même chute de potentiel, le poids de métal arraché à la cathode est proportionnel au poids du même métal qui serait déposé dans des voltamètres placés en série avec le tube à décharge. C'est seulement pour une valeur particulière de la chute cathodique que le poids de métal arraché ainsi est égal à celui qui serait déposé dans un voltamètre. Dans les expériences de Holborn et Austin, cette valeur était d'environ 1000 volts; pour des valeurs plus faibles de la chute cathodique, la proportion de métal désagrégé était beaucoup moindre que la quantité déposée, et pour de plus fortes valeurs elle était beaucoup plus grande.

Ceci montre que le courant à travers le tube n'est pas transmis entièrement de la cathode au gaz par le métal fourni par cette dernière; il n'y a même aucune raison de penser que la désintégration de la cathode joue un rôle important ou même appréciable dans la transmission du courant.

Dans l'hydrogène, la désintégration est moindre que dans l'air, et Holborn et Austin ne purent trouver aucune trace d'une loi analogue à celle exprimée par les équations (1) et (2).

Le cas de l'hydrogène est intéressant, car il est évident que la présence de ce gaz dans le métal employé comme cathode et son expulsion lors du passage de la décharge ont une grande influence sur elle. La cathode, surtout lorsque la pression n'est pas assez basse pour que la densité de courant soit faible, émet des quantités considérables d'hydrogène. Ce point a été étudié par Skinner (1). Dans ses expériences, le tube à décharge était rempli d'hélium à la pression relativement élevée de 3^{mm} de mercure; la densité de courant n'était pas assez grande pour avoir une action sur la chute cathodique, qui était normale; l'hélium était soigneusement purifié, et, lorsque la décharge commençait à passer, le spectre ne présentait pas les lignes de l'hydrogène; si l'on continuait à faire passer la décharge, ces lignes apparaissaient et la pression dans le tube croisait par suite de l'émission d'hydrogène.

On put mesurer avec quelle vitesse l'hydrogène était dégagé,

(1) SKINNER, *Physik. Review*, t. XXI, 1905, p. 1.

et l'on trouva que cette vitesse diminuait lorsque croissait le temps pendant lequel on faisait passer la décharge.

Si l'on arrête le courant et si on laisse l'électrode en repos pendant un jour ou deux, on observe, en faisant passer à nouveau la décharge, que la vitesse initiale d'émission de l'hydrogène est aussi grande que lorsque la cathode est employée pour la première fois, bien que celle-ci, pendant l'arrêt, n'ait pas été en contact avec de l'hydrogène. La quantité d'hydrogène que peut fournir ainsi la cathode est très grande. Ainsi, avec des électrodes d'argent de 0^{cm}, 15 de volume, Skinner obtint environ 2^{cm³} d'hydrogène à la pression atmosphérique, et rien ne semblait indiquer que le dégagement d'hydrogène touchât à sa fin.

A certains moments, la vitesse avec laquelle la cathode dégageait de l'hydrogène était égale à la vitesse avec laquelle il se serait dégagé dans un voltamètre en série avec le tube. Skinner en conclut que l'hydrogène transporte l'électricité négative de la cathode dans le gaz. Je ne pense pas que ceci soit plus exact que dans le cas analogue de la désintégration de la cathode. En fait, l'émission d'hydrogène et la désintégration du métal semblent des phénomènes analogues. Le premier prédomine lorsque la chute de potentiel est faible, le second lorsqu'elle est grande.

Je crois qu'on peut relier étroitement l'effet de l'hydrogène sur la décharge à celui qu'il produit sur l'émission de corpuscules négatifs par un métal chaud. H.-A. Wilson (voir p. 202) a montré que la présence d'hydrogène dans un fil de platine chauffé accroît beaucoup la vitesse d'émission des corpuscules. Nous pouvons en conclure qu'il est beaucoup plus facile d'obtenir des corpuscules avec une cathode renfermant de l'hydrogène qu'avec une autre dont on l'a expulsé. La chute cathodique de potentiel dépend de l'énergie qu'un ion positif doit communiquer à la cathode pour lui faire émettre un corpuscule. Si la cathode contient de l'hydrogène, la chute cathodique sera moindre. La cathode chargée d'hydrogène peut être considérée comme formée de deux substances : l'une, le métal avec une forte chute cathodique de potentiel, l'autre l'hydrogène, où cette dernière est faible. Elle se comportera à peu près comme une cathode d'hydrogène. Celui-ci fournit les corpuscules nécessaires à l'entretien du courant. Les atomes d'hydrogène ionisés par collision avec les ions positifs viennent frapper la cathode et accroissent assez leur énergie pour pouvoir s'en éloigner à nouveau. C'est seulement lorsque la chute cathodique devient très grande que le métal de la cathode s'ionise et se désagrège.

L'émission d'hydrogène sous de faibles chutes cathodiques peut être considérée comme une désagrégation de la cathode hydrogénée.

Lorsque la chute de potentiel devient plus grande, il s'y superpose celle de la partie métallique de la cathode. Il serait intéressant de mesurer la chute cathodique avec des métaux exempts d'hydrogène, mais ils sont très difficiles à obtenir dans cet état. J'ai décrit il y a quelque temps (*Phil. Mag.*, oct. 1897) des expériences qui montrent que l'absorption du gaz a un grand effet sur la chute cathodique.

La présence de l'hydrogène dans les métaux n'a pas été jusqu'ici expliquée d'une façon satisfaisante, et les quantités qu'on y trouve sont quelquefois extraordinairement considérables. Skinner (1) trouva par exemple que l'alliage de sodium et de potassium même distillé dans le vide émettait de l'hydrogène à vitesse constante, et j'ai observé des effets semblables avec le sodium. Ces métaux sont bien connus comme absorbant l'hydrogène. Mais cette affinité doit être beaucoup plus grande qu'on ne le suppose ordinairement, puisqu'ils peuvent en absorber de si grandes quantités dans des conditions plutôt défavorables. Skinner a montré que des électrodes de charbon employées comme cathodes émettaient de l'azote.

Cunningham (2) a étudié l'émission et l'absorption d'azote par des électrodes de carbone. Il a trouvé que l'azote qui vient d'être dégagé ainsi conduit mieux la décharge électrique que l'azote ordinaire.

270. *Absorption de gaz produite par la décharge.* — Lorsque la décharge traverse un tube renfermant un gaz à basse pression, cette dernière diminue continuellement dans beaucoup de cas. Cet effet est bien connu avec les tubes qui servent à produire les rayons de Röntgen. La pression du gaz dans ces tubes diminue avec le temps d'emploi jusqu'à devenir assez basse pour que la décharge refuse de passer, et il faut fréquemment introduire du gaz neuf, soit en le faisant diffuser à travers du platine chaud, soit en chauffant les parois du tube pour éviter que le vide ne devienne trop élevé. La quantité de gaz qui entre en jeu de cette manière est considérable. Dans un cas, j'ai trouvé que plusieurs centimètres cubes de gaz à la pression atmosphérique avaient été ainsi absorbés sans que rien semble indiquer que la vitesse d'absorption diminue. L'absorption de gaz pendant la décharge a été étudiée par Willows, Riecke et

(1) SKINNER, *Phys. Review*, t. XXI, 1905, p. 169.

(2) CUNNINGHAM, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IX, 1905, p. 193.

Skinner. Les expériences de Willows suggèrent l'idée qu'une grande partie de l'absorption est due à une combinaison chimique produite entre les parois du tube et une substance produite lorsque la décharge passe à travers le gaz. Il trouva qu'avec un courant constant la vitesse avec laquelle le gaz disparaissait dépendait de la nature du verre constituant le tube. C'est ainsi qu'avec un verre de soude fusible, l'hydrogène, l'air et l'azote étaient absorbés avec une égale rapidité. Avec un verre au plomb l'absorption de l'hydrogène était au contraire si faible qu'elle disparaissait devant l'émission de gaz par la cathode. Pour l'air et l'azote, l'absorption était seulement réduite de 10 pour 100. En chauffant le tube dans lequel avait lieu l'absorption, ce dernier émettait une petite quantité de gaz; mais la quantité qu'on retrouvait ainsi n'était qu'une faible fraction de celle qui avait été absorbée. L'action produite sur la vitesse d'absorption par l'argenture de l'intérieur d'un tube de verre au plomb était très faible. L'absorption se produit également, quoique plus lente, dans le cas de la décharge sans électrodes. Cet effet ne peut donc être entièrement dû à l'absorption par celle-ci. Il n'est pas dû non plus à une diffusion du gaz à travers les parois du tube. J'ai trouvé en effet que, lorsqu'on introduit du gaz neuf dans un tube où il est absorbé, le poids du tube s'accroît du poids du gaz introduit.

La quantité de gaz ainsi absorbée n'est qu'une très faible fraction de celle qui serait mise en liberté dans un voltamètre par le même courant.

Mey a montré que l'alliage liquide de sodium et de potassium employé comme cathode absorbe tous les gaz, sauf l'argon, l'hélium et les autres gaz inertes. On a ainsi un moyen commode de purifier ces gaz.

271. *Espace sombre de Faraday et colonne positive.* — Hittorf ⁽¹⁾ effectua le premier des mesures de la force électrique dans l'espace sombre de Faraday.

Graham ⁽²⁾ et H.-A. Wilson ⁽³⁾ firent aussi de nombreuses déterminations de cette force dans la même région, ainsi d'ailleurs que dans les autres parties de la décharge. Skinner a recherché récemment l'influence de la pression et de l'intensité du courant sur la force électrique dans l'espace sombre et sur la longueur de cet espace. Les

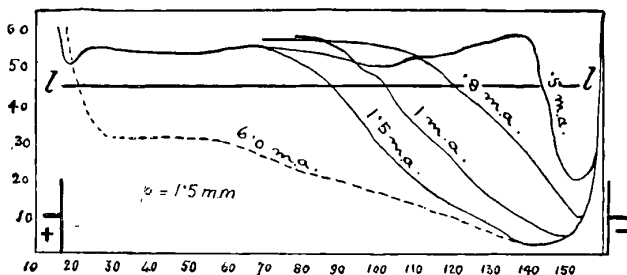
(¹) HITTORF, *Wied. Ann.*, t. XX, 1883, p. 705.

(²) GRAHAM, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 49.

(³) H.-A. WILSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIX, 1900, p. 505.

résultats des expériences de Skinner, faites avec de l'azote soigneusement purifié et des électrodes de surface considérable, sont représentés (fig. 161). L'examen de ces courbes montre qu'à pression

Fig. 161.



constante l'épaisseur de l'espace sombre s'accroît en même temps que le courant. [Skinner (1) trouva que les limites de l'espace sombre se trouvaient aux intersections de la droite ll avec les courbes donnant la force électrique.] Le courant repousse pour ainsi dire la colonne positive sur l'anode jusqu'à ce que, avec le courant le plus intense employé, elle soit réduite presque à zéro. Avec le même courant la largeur de l'espace sombre est plus grande aux basses qu'aux hautes pressions.

Skinner fit une expérience intéressante, dans laquelle le gaz renfermé dans le tube était protégé contre toute perturbation provenant normalement de la cathode.

Cette dernière était formée d'un disque dont le plan était dans l'axe du tube. Elle était entourée d'une pièce de verre tubulaire, à angle droit sur le disque; toute perturbation provenant normalement de la cathode ne pouvait ainsi atteindre qu'une petite partie du gaz situé entre les électrodes. Avec un tel appareil, il trouva que la colonne lumineuse positive occupait presque tout l'espace jusqu'à la cathode; l'espace sombre était très réduit et ne croissait que très peu lorsqu'on faisait augmenter le courant.

Skinner observa (avec un tube du type normal, c'est-à-dire avec électrodes se faisant face) que, lorsqu'on avait, avec un fort courant, repoussé la colonne lumineuse positive jusque derrière l'anode, il fallait au gaz un temps considérable avant de retrouver le pouvoir de laisser passer une décharge lumineuse. Le temps nécessaire pour recouvrer cette propriété dépendait de celui durant lequel le courant

(1) SKINNER, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. L, 1900, p. 563.

intense employé avait circulé à travers le tube. Skinner indique qu'il fut nécessaire d'attendre une heure ou deux dans quelques-unes de ses expériences. Il serait intéressant de voir si cet effet se manifeste dans un tube plongé dans l'air liquide, alors qu'on peut s'attendre à ce que les gaz complexes formés par la décharge soient condensés.

Puisque, à l'exception de l'espace sombre cathodique, la seule partie obscure de la décharge est celle où la courbe représentant la force électrique est située au-dessous de la ligne *ll* (fig. 161), il résulte des expériences de Skinner qu'on n'observe une luminosité dans le tube tout entier (sauf cependant dans l'espace sombre cathodique) que lorsque la force électrique dépasse une certaine valeur fonction de la pression.

Colonne positive.

272. Le gradient de potentiel le long d'une colonne positive uniforme non stratifiée est uniforme. Sa valeur a été étudiée par Hittorf (1), A. Herz (2), Graham (3), Wilson (4), Skinner (5), Heuse (6), Matthies (7) et dans l'air à la pression atmosphérique par Kaufmann (8), Stark (9), Stuchtey (10). Le gradient de potentiel dans la colonne positive dépend : 1° du diamètre du tube à décharge; 2° de la pression et de la nature du gaz à travers lequel la décharge passe, et 3° du courant traversant le gaz.

Le gradient de potentiel diminue si le diamètre du tube à décharge augmente, comme le montre la Table suivante (p. 555) donnée par Herz (*loc. cit.*). L'influence du diamètre du tube n'est pas limitée à ceux qui sont suffisamment étroits pour que leur diamètre soit comparable au libre parcours moyen des molécules et des corpuscules qui s'y trouvent; elle se fait sentir également dans des cas où le diamètre du tube est égal à plusieurs centaines de fois le libre parcours.

(1) HITTORF, *Wied. Ann.*, t. XX, 1883, p. 726.

(2) HERZ, *Wied. Ann.*, t. LIV, 1895, p. 244.

(3) GRAHAM, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 49.

(4) WILSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIX, 1900, p. 505; *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1902, p. 249, 391.

(5) SKINNER, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. XI, 1901, p. 616.

(6) HEUSE, *Ann. der Phys.*, t. V, 1901, p. 678.

(7) MATTHIES, *Ann. der Phys.*, t. XVII, 1905, p. 675; t. XVIII, 1905, p. 473.

(8) KAUFMANN, *Phys. Zeit.*, t. IV, 1903, p. 578.

(9) STARK, *Phys. Zeit.*, t. IV, 1903, p. 535.

(10) STUCHEY, *Inaug. Disst.*, Bonn, 1901.

Les résultats donnés dans la Table se rapportent à l'azote pur; ν est le gradient de potentiel en volts par centimètre, $2R$ le diamètre du tube (le courant traversant le tube était, dans tous les cas, de 1,2 milliampères), p est la pression du gaz en millimètres de mercure et b une constante.

$$\nu - \nu_0 = -b(i - i_0)$$

exprime d'après Herz la relation entre les gradients ν et ν_0 correspondant à des courants i et i_0 ; i et i_0 sont exprimés en milliampères dans cette équation.

p .	ν .			
	$2R = 10^{mm}$.	$2R = 15^{mm}$.	$2R = 20^{mm}$.	$2R = 25^{mm}$.
8,0.....		156,8		
7,5.....		148,4		
7,0.....	144,4	140,1		
6,5....	139,2	131,9		
6,0.....	132,6	123,8		
5,5.....	126,1	115,8		
5,0.....	118,2	107,8		
4,5.....	109,4	99,9	97,7	
4,0.....	99,7	92,2	89,3	
3,5....	89,2	84,5	80,5	
3,0.....	77,7	76,1	71,2	
2,5.....		66,2	61,5	60,2
2.....		55,4	51,4	48,7
1,5.....		43,6	40,8	37,5
1,0.....			29,8	26,9
b .	10,0	8,5	3,5	3,4

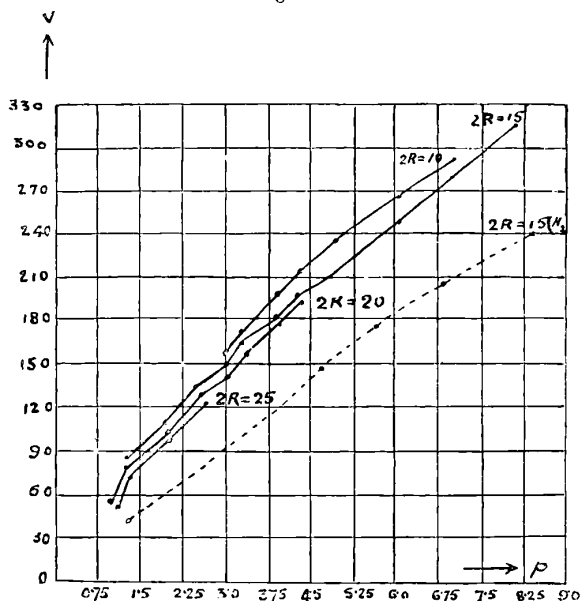
Le gradient de potentiel dans la colonne positive croît avec la pression. Les résultats des expériences de Herz sont représentés par les courbes de la figure 162. Les ordonnées représentent le gradient de potentiel et les abscisses la pression. La courbe en pointillé donne les résultats relatifs à l'hydrogène, les autres à l'azote dans des tubes de différentes dimensions. Elles paraissent approximativement rectilignes. H.-A. Wilson (1) conclut de ses expériences que le gradient de potentiel dans la colonne positive est proportionnel à la racine carrée de la pression. La relation linéaire $\nu = a + bp$, où ν est le gradient de potentiel, p la pression et a et b des constantes, représente presque aussi bien les résultats de ces expériences.

Herz montra que dans des conditions semblables de pression et de courant, le gradient de potentiel dans l'azote était 1,4 fois celui

(1) H.-A. WILSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1902, p. 249, 391.

qu'on observe dans l'hydrogène. Il trouva qu'une trace de vapeur d'eau n'avait aucune influence sur le gradient de potentiel dans la

Fig. 162.



colonne positive, tandis que la présence d'une trace d'oxygène l'augmentait.

Les Tables suivantes donnent les valeurs du gradient de potentiel dans la colonne positive pour différents gaz. La première est due à Matthies ⁽¹⁾ et la seconde à Heuse ⁽²⁾.

TABLE I (Matthies).

Courant de 0,25 milliampère.

Diamètre du tube 3^{cm},5.

Pression en millimètres de Hg.	Gradient de potentiel en volts par centimètre.						
	Cl ² .	Hg Cl ² .	Br ² .	Hg Br ² .	I ² .	Hg I ² .	N ² .
0,1.....	25	38		73		29	
0,4.....	40	66	45	139	50	53	17
0,9.....	72	127	98	227	64	114	32
1,4.....	120	150	145	259,5	75	147	43
1,9.....	139	202	170		110	165	54
2,35.....	175	222	195		142	188	62
3,0.....	200	263	221		200	251	77

⁽¹⁾ MATTHIES, *Ann. der Phys.*, t. XVIII, 1905, p. 473.

⁽²⁾ HEUSE, *Ann. der Phys.*, t. V, 1901, p. 678.

TABLE II (Heuse).

Courant de 0,52 milliampère.

	Hg.	Hélium.	Hélium.	H.	Az.
Pression.....	13,1	12,5	8	8,37	8,0
Diamètre du tube.....	24	25	25	15	15
Gradient de potentiel..	16,9	34	22,7	112	156,8

Le gradient dans les gaz monoatomiques, vapeur de mercure et hélium, est très faible si on le compare à celui qu'on observe dans l'hydrogène et l'azote. Les expériences de Bouty montrent également qu'il est faible dans l'argon; les conditions dans lesquelles des tubes remplis de néon deviennent lumineux donnent à penser qu'il y est encore plus bas que dans l'hélium.

Relation entre le gradient de potentiel et le courant.

273. De la relation $\varphi - \varphi_0 = -b(i - i_0)$ donnée par Herz, il s'ensuivrait que le gradient de potentiel dans la colonne positive croîtrait continuellement lorsque le courant diminue. H.-A. Wilson a cependant montré récemment que le gradient de potentiel atteignait une valeur maxima pour une valeur déterminée du courant et que lorsque le courant arrivait au-dessous de cette valeur il diminuait rapidement. Matthies, étudiant la décharge dans les gaz halogènes, trouva des cas où le gradient de potentiel croissait avec le courant.

Lorsque la colonne positive est stratifiée, les variations de luminosité sont accompagnées de variations de l'intensité électrique. Les points où la luminosité est maximum correspondent aux maxima du gradient de potentiel. La courbe de la figure 153 met clairement ce fait en évidence; elle a été donnée par Wilson et se rapporte à une décharge stratifiée dans l'hydrogène.

Chute anodique de potentiel.

274. Skinner (1) a montré qu'il y a une différence de potentiel finie entre l'anode elle-même et un point du gaz situé dans son voisinage. Il fit des recherches pour déterminer la valeur de cette chute de potentiel dans le cas de la décharge dans l'azote pur,

(1) SKINNER, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, 1899, p. 752; *Phil. Mag.*, 6^e série, t. VIII, p. 387.

l'hydrogène et l'oxygène. Il trouva qu'elle était indépendante de la densité du courant. Pour l'hydrogène et l'oxygène elle était également indépendante de la pression, tandis que pour l'azote elle semblait croître lentement avec cette dernière, mais il est possible cependant que cet accroissement soit dû à des effets secondaires. La chute anodique dépend beaucoup du métal qui constitue l'anode; elle est très élevée pour l'aluminium et le magnésium, métaux pour lesquels la chute cathodique est minimum. Les Tables de la page 559 donnent les valeurs de la chute anodique dans différents gaz et pour des métaux différents, ainsi que les déterminations de Skinner relatives à la chute cathodique. On observe que la chute anodique est beaucoup plus petite que la chute cathodique, elle est aussi beaucoup plus brusque. Il ne semble pas qu'il y ait là une région de dimensions comparables à celles de l'espace sombre cathodique, dans lequel se produit la chute de potentiel. Dans aucune des expériences faites jusqu'à présent il n'a été possible de s'approcher assez de l'anode pour que le potentiel du fil explorateur diffère du potentiel de celle-ci d'une quantité inférieure à la chute anodique.

Les différences de chutes anodiques qu'on observe avec des métaux différents sont extrêmement faibles, à peine plus grandes que les différences de potentiel de contact entre des métaux différents. Dans le chlore, le brome, l'iode et les vapeurs de HgCl^2 , HgBr^2 , HgI^2 la chute anodique de potentiel atteint, d'après Matthies, de très grandes valeurs.

Il existe souvent, juste au-devant de l'anode, une région dans laquelle l'intensité électrique est très faible; dans quelques expériences de Wilson (¹), elle semblait même négative. Nous ne devons pas oublier que l'introduction du fil explorateur apporte des perturbations dans le champ et que c'est peut-être à cela qu'est dû ce changement de signe.

Nombre d'ions aux divers points de la décharge.

273. H.-A. Wilson (¹) a fait une série de recherches sur ce point. Sa méthode consistait à déterminer le courant passant entre deux petites plaques de platine parallèles dont les plans étaient eux-

(¹) H.-A. WILSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIX, 1900, p. 505.

TABLE I. — *Chute anodique en volts.*

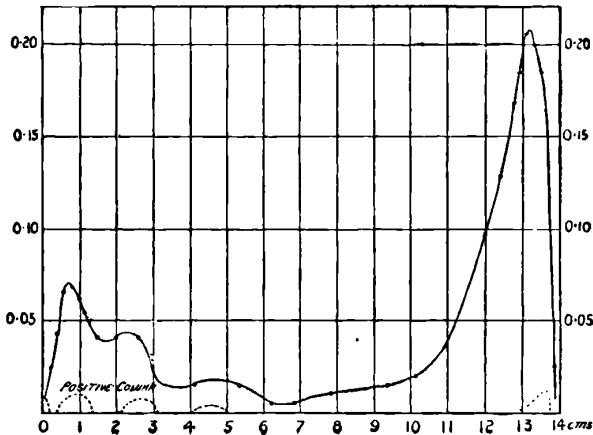
Gaz.	Pression du gaz. en millimètres de Hg.	Pression du gaz.												
		Pt.	Ag.	Au.	Cu.	Fe.	Ni.	Bi.	Sb.	Sn.	Pb.	Cd.	Zn.	Al.
Hydrogène.....	1,73	18,0	18,4	20,1	18,9	22,1		19,9	20,6	20,8	20,3	20,7	20,4	
	1,70	18,4	18,8	19,5	19,7	18,5	19,9						20,2	20,1
	1,70	17,3	17,7	20,7	20,0		19,3	18,0				19,9	19,1	19,7
Azote.....	1,39	18,8	19,1	21,1	19,7	19,7	20,3				20,6	19,7	19,6	22,2
	1,37	18,5	18,6	19,9	19,0	19,1	19,4				20,0	19,1	18,5	21,9
Oxygène.	1,20	22,2		21,3	23,2	23,8	23,5	23,5	23,5	21,2		24,2		23,9

TABLE II. — *Chute cathodique en volts.*

Gaz.	Pression du gaz.	Pression du gaz.												
		Pt.	Ag.	Au.	Cu.	Fe.	Ni.	Bi.	Sb.	Sn.	Pb.	Cd.	Zn.	Al.
Hydrogène.....	2,03	399	406	386			397			389	382	359	376	269
Azote.....	1,23	252	258	258	258	255	237				243	266	265	217
Oxygène.....	1,21	362	371	364	350	339	331			360	370	349	347	302

mêmes parallèles au courant traversant le tube. On maintenait entre les plaques une petite différence de potentiel (celle d'un élément Clark); des expériences préalables avaient montré qu'avec des différences de potentiel de cet ordre, le courant était proportionnel à la différence de potentiel et que par suite la présence d'un champ de cette intensité ne réduisait en rien le nombre des ions libres. Dans ces conditions, si l'on appelle n_1 et n_2 les nombres respectifs d'ions positifs et négatifs, k_1 et k_2 leurs mobilités, le courant entre les plaques est proportionnel à $k_1 n_1 + k_2 n_2$. La figure 163 représente les résultats

Fig. 163.



des expériences de Wilson. On remarquera que le courant est très faible dans l'espace sombre cathodique, qu'il atteint sa valeur maxima dans la lumière négative, diminue à nouveau dans l'espace sombre de Faraday et augmente dans la colonne positive. Dans la décharge stratifiée le courant est maximum dans les parties lumineuses et minimum dans les parties sombres.

276. Il est intéressant de comparer la distribution de l'intensité électrique le long du tube à ces courants transversaux. Si x est la force électrique suivant l'axe du tube, i le courant à travers l'unité d'aire, et si la mobilité des ions est proportionnelle à la force électrique en ce point, nous avons

$$X(k_1 n_1 + k_2 n_2) = i.$$

Comme i est constant le long du tube, $k_1 n_1 + k_2 n_2$ serait inversement proportionnel à X ; comme $k_1 n_1 + k_2 n_2$ est proportionnel au courant transversal, nous devrions nous attendre à ce que les maxima des courants transversaux coïncident avec les minima de X . L'ins-

pection des courbes montre que tel n'est pas le cas. Ainsi, dans l'espace sombre de Faraday, l'intensité électrique est moindre que dans la colonne positive; le courant transversal y est également moindre au lieu d'y être supérieur comme l'indiquerait le raisonnement ci-dessus. De même l'intensité électrique et le courant transversal sont tous les deux plus grands dans les parties brillantes des stratifications que dans les parties sombres; en fait la luminosité semble correspondre à des courants transversaux d'intensité anormale; les faits avaient conduit H.-A. Wilson à penser que le courant transversal dans les parties lumineuses était accru par une ionisation secondaire due à l'illumination des électrodes d'essai par la lueur de la décharge. Skinner a proposé comme autre explication de la différence entre les valeurs de X et du courant transversal que la mobilité des ions peut ne pas être proportionnelle à la force électrique; que, par exemple, bien que dans l'espace sombre de Faraday la force électrique soit très faible, les ions pouvaient s'y mouvoir avec des vitesses considérables, acquises en traversant le champ électrique intense régnant dans l'espace sombre cathodique.

Le nombre d'ions libres nécessaires au transport du courant pourrait être de beaucoup inférieur à celui calculé dans l'hypothèse que la vitesse serait due à la force électrique régnant dans l'espace sombre de Faraday.

Si telle est l'explication de la distribution de la force transversale, la vitesse des ions dans l'espace sombre de Faraday doit être plus grande que dans la colonne uniforme positive.

Nous pouvons maintenant avoir une idée sur la répartition des vitesses des ions dans les différentes parties du tube en mesurant l'*effet Hall*. H.-A. Wilson (1) a montré que lorsqu'une force magnétique agit à angle droit sur le courant traversant un tube à vide, il s'établit entre deux électrodes placées de telle sorte que la ligne qui les joint soit perpendiculaire au courant et à la force magnétique, une différence de potentiel proportionnelle à cette dernière. On a donné, paragraphe 127, la théorie de cet *effet Hall*. Nous avons montré que lorsqu'on se trouve en présence d'un nombre égal d'ions des deux signes, la différence de potentiel Z entre deux électrodes distantes de r^m et provoquée par une force magnétique H est

$$\frac{Z}{H} = \frac{1}{2}(u - v),$$

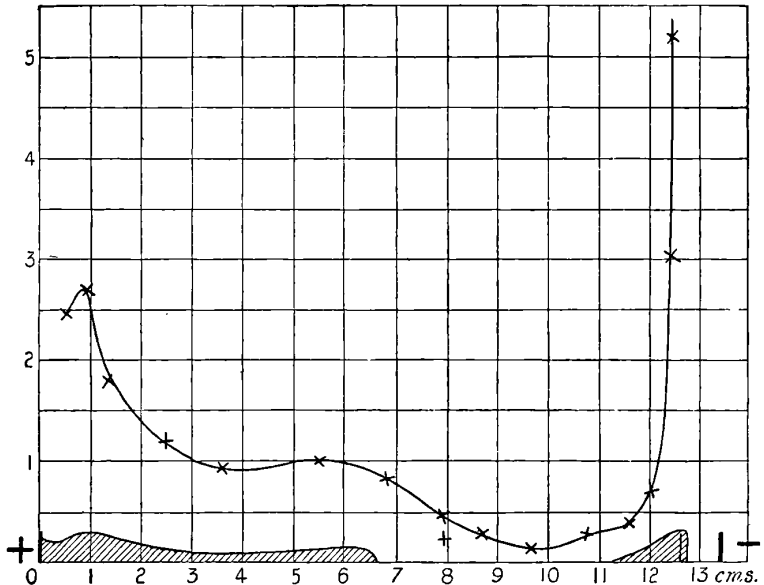
(1) H.-A. WILSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1902, p. 249, 391.

u et v étant les vitesses respectives des ions positifs et négatifs. Une série de mesures de Z le long du tube nous permettra d'en déduire la distribution des vitesses.

De telles mesures ont été faites par H.-A. Wilson et les courbes (fig. 164 et 165) en donnent les résultats.

On peut voir que ces courbes présentent les mêmes caractères que

Fig. 164.

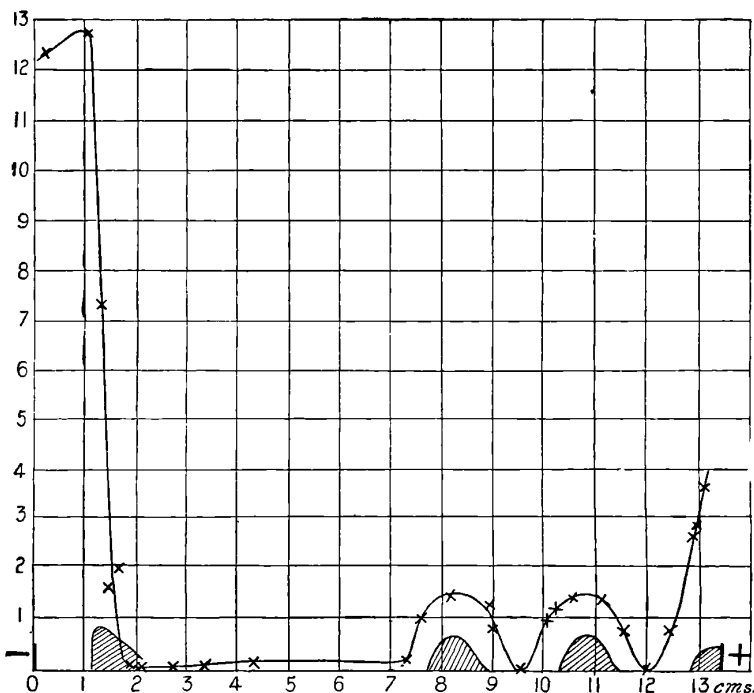


celles qui donnent la distribution de la force électrique. Ainsi, la valeur de Z , dans l'espace sombre de Faraday, est moindre que dans la colonne positive, et dans une décharge stratifiée, Z est, comme X , maximum dans les parties brillantes des stratifications et minimum dans les parties sombres. Ces résultats semblent indiquer que malgré un certain décalage probable entre les valeurs de X et de la vitesse des ions, surtout aux basses pressions, ce dernier n'atteindrait pas une valeur suffisante pour expliquer les différences qu'on peut relever entre les courbes donnant les valeurs de X et celles des courants transversaux. Il ne faut pas oublier cependant que l'interprétation de l'*effet Hall*, dans les cas où le champ électrique n'est pas uniforme, est pleine de difficultés et souvent ambiguë (voir p. 247).

Dans l'hypothèse de Wilson, d'après laquelle il y aurait une ionisation considérable du fait de l'incidence de la lumière de la décharge

sur le métal constituant les électrodes, on devrait s'attendre à ce que le courant entre les électrodes de toile métallique soit moindre

Fig. 165



que celui qu'on observerait avec des électrodes pleines, l'aire du métal exposée à la lumière étant beaucoup moindre dans le premier cas que dans le second.

Décharge stratifiée.

277. Cette forme de décharge, dont un exemple est donné (fig. 149), tiré d'un Mémoire de De la Rue et Muller (¹), a beaucoup attiré l'attention par son caractère très frappant et sa beauté. Elle ne se produit, ou, en tout cas, ne prend tout son développement que lorsque la pression du gaz et le courant à travers le tube sont compris entre certaines limites. Elle ne dépend pas cependant des procédés employés pour produire la décharge. On observe en effet des stratifications dans

(¹) DE LA RUE et MULLER, *Phil. Trans.*, Part I, 1878, p. 155.

les décharges produites par les bobines d'induction, les machines statiques ou les grandes batteries de charge formées d'éléments voltaïques ou d'accumulateurs.

Les stratifications sont particulièrement bien développées dans les mélanges de gaz, surtout lorsque ceux-ci renferment des vapeurs organiques telles que des vapeurs de térébenthine; quelques physiiciens estiment qu'elles ne peuvent se produire dans des gaz parfaitement purs (¹). Il est cependant certain qu'on peut les obtenir dans des gaz purifiés avec le plus grand soin. D'après Morren elles ne se produiraient pas dans l'oxygène. Crookes (²) a observé dans un tube renfermant de l'hydrogène trois groupes de stratifications : l'un rouge, l'autre bleu et le troisième gris; l'examen spectroscopique montra que la luminosité dans le premier groupe de stratifications était due à l'hydrogène, dans le second à la vapeur de mercure et dans le troisième à des hydrocarbures. On peut remarquer sur la figure 149 que dans quelques cas les strates semblent formées par deux ou trois stries individuelles presque contiguës l'une à l'autre. On peut voir que les parties lumineuses des strates sont courbes, les concavités étant toujours dirigées du côté de l'électrode positive. Quand le tube n'a pas un diamètre uniforme, les stratifications sont plus resserrées dans les parties étroites.

278. Goldstein (³) et R.-S. Willows (⁴) recherchèrent les conditions qui déterminent les distances entre les stratifications successives. Goldstein trouva que si d et d_0 représentent les distances qui séparent les stratifications aux pressions p et p_0 , on a

$$\frac{d}{d_0} = \left(\frac{p_0}{p}\right)^m,$$

m étant inférieur à 1 (comparer § 266). La distance entre les stratifications croît lorsque la pression diminue, mais la variation relative de distance est plus faible que la variation relative de pression.

Willows trouva que, dans l'azote, la distance entre les stries croisait avec le courant. Si l'on débute avec le courant le plus faible capable de maintenir la décharge, la distance entre les stries augmente d'abord très rapidement avec lui; mais lorsque le courant

(¹) E.-C. Baly, *Phil. Mag.*, t. XXXV, 1893, p. 200.

(²) Sir W. Crookes, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXIX, 1902, p. 399.

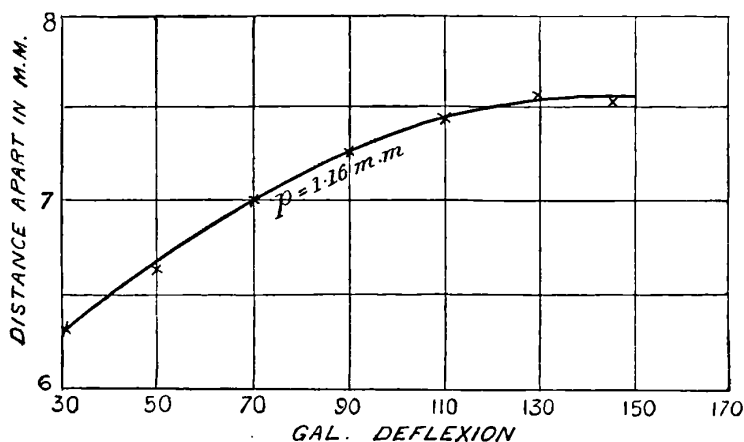
(³) Goldstein, *Wied. Ann.*, t. XV, 1882, p. 277.

(⁴) Willows, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. X, 1900, p. 302.

augmente encore, elle croît moins vite; la figure 166 montre la relation entre la distance des stries dans l'azote et le courant.

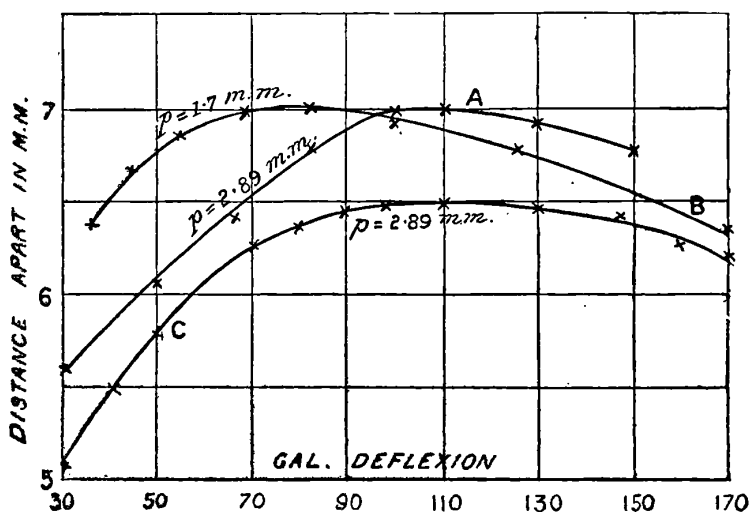
Dans l'hydrogène la distance entre les stratifications augmente

Fig. 166.



d'abord avec le courant, passe par un maximum, puis un accroissement de courant en provoque la diminution; plus basse est la pression, plus faible est le courant rendant la distance entre les stries

Fig. 167.



maximum. Pour des pressions très basses ce courant peut être très peu supérieur au plus faible courant compatible avec une décharge

continue; sous de telles pressions, la période pour laquelle un accroissement de courant provoque la formation des stratifications peut donc être à peine marquée. La figure 167 donne, pour un tube de 12^{mm} de diamètre rempli d'hydrogène, la relation entre le courant et la distance des stratifications. Les électrodes étaient constituées dans le cas des courbes A et B par des fils d'aluminium, dans le cas de C par des disques de même métal.

Si l'on compare ces résultats avec ceux relatifs à l'épaisseur de l'espace sombre, nous voyons que dans les mêmes conditions de pression et de courant, la distance entre les strates est considérablement plus grande que l'épaisseur de l'espace sombre.

Influence des dimensions du tube à décharge.

279. Plus grand est le tube, plus grande est la distance entre les stratifications. D'après Willows (*loc. cit.*), cette distance n'est jamais supérieure au diamètre du tube. Dans le cas où les strates en atteignent les parois, Goldstein trouva que le rapport de leurs distances pour deux pressions données est indépendant du diamètre du tube. On peut également exprimer la loi de Goldstein en disant que la constante m dans l'équation

$$\left(\frac{d_1}{d_0}\right) = \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^m$$

(voir § 278) est indépendante des dimensions du tube.

Influence de la nature du gaz.

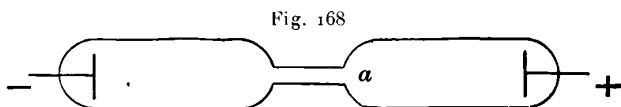
280. D'après Willows, les distances entre les stratifications dans différents gaz et dans les mêmes conditions de pression et de courant ne sont pas très différentes. Pour des pressions de 1^{mm} et 0^{mm},5, elles sont cependant quelque peu plus grandes dans l'hydrogène que dans l'air ou l'azote. La variation de distance sous l'influence de la pression est cependant plus grande dans les gaz denses que dans l'hydrogène. L'intervalle de pressions pour lequel on obtient des stratifications est plus étendu dans ce dernier gaz que dans l'air.

281. Les stratifications se produisent beaucoup plus facilement à l'extrémité négative de la colonne positive. Ainsi, si l'on réduit graduellement la pression de manière à en provoquer la formation, la première apparence stratifiée qu'on obtiendra consistera dans la formation d'une seule strate à l'extrémité de la colonne positive;

puis des stratifications successives se formeront jusqu'à ce que la colonne tout entière soit stratifiée. Les stratifications à l'extrémité négative de la colonne positive restent toujours isolées. Leurs distances aux strates voisines sont toujours supérieures à la distance moyenne; elles sont également plus brillantes.

*Effet produit par un étranglement brusque
du tube à décharge.*

282. Goldstein (1) trouva que dans un tube présentant un étranglement tel que celui représenté (fig. 168), l'extrémité de ce dernier,



voisine de l'anode, se comporte comme une cathode; on peut observer, en *a*, un espace sombre, une lumière négative et un espace sombre de Faraday; ces aspects sont influencés par un champ magnétique exactement comme s'ils étaient dus à une cathode métallique. Lehmann (2) fit une série d'expériences en disposant dans le tube à décharge des diaphragmes perforés. Il trouva sur le côté du diaphragme voisin de l'anode, la lumière négative et l'espace sombre de Faraday. L'espace sombre cathodique était cependant absent. Dans l'expérience représentée (fig. 169) le diaphragme était en porcelaine.

Fig. 169.



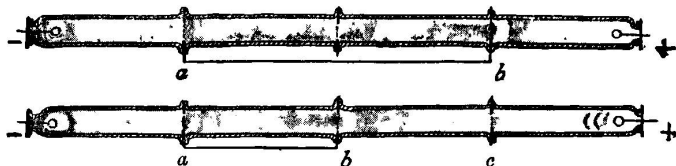
Il fit également d'autres expériences avec des tubes munis de plusieurs diaphragmes métalliques perforés. Ces diaphragmes étaient reliés à des fils soudés à travers les parois du tube et qu'on pouvait relier entre eux de différentes manières. La figure 169 représente l'aspect de la décharge lorsque tous les diaphragmes sont isolés. Du côté de chaque diaphragme tourné vers l'anode on observe une lumière négative et un espace sombre de Faraday, mais pas d'espace sombre cathodique. Cependant, si l'on réunit deux des diaphragmes en les reliant par un fil métallique extérieur au tube, comme le montre la figure 170, il

(1) GOLDSTEIN, *Wied. Ann.*, t. XI, 1880, p. 832.

(2) LEHMANN, *Ann. der Phys.*, t. VII, 1902, p. 1.

y a toujours lumière négative mais pas d'espace sombre à droite des diaphragmes *a* et *c*; il y a un espace sombre bien défini à droite de *b*. Dans ce cas, une portion du courant, au lieu de traverser le

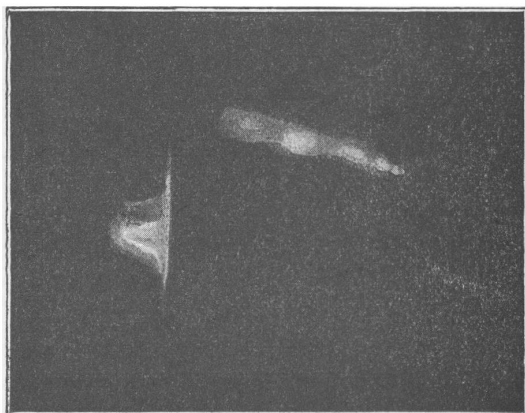
Fig. 170.



tube, passe à l'extérieur par le fil et en *b* repasse dans le gaz comme il fait à la cathode *k*. Pour l'autre diaphragme, nous pouvons supposer que le courant passe à travers les trous.

283. Des alternances dans la luminosité de la décharge, semblables en apparence à celles qu'on observe dans la colonne positive stratifiée à basse pression, se présentent dans certains cas de décharge à travers des gaz à la pression atmosphérique. Ainsi Tüpler ⁽¹⁾ a trouvé que si l'on décharge plusieurs grandes bouteilles de Leyde à travers un intervalle explosif, en plaçant entre les extrémités une substance semi-isolante telle que du basalte, la partie de la dé-

Fig. 171.

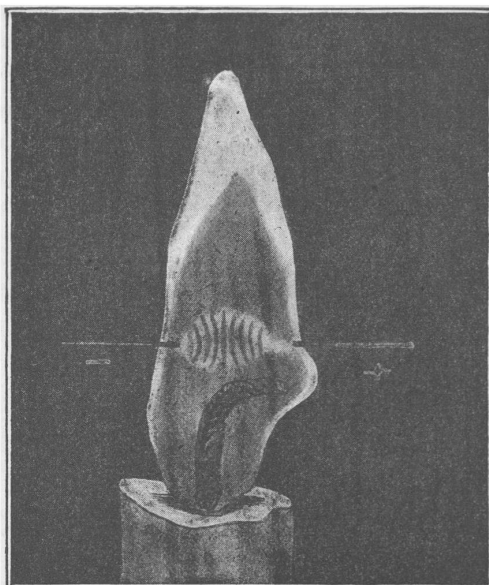


charge comprise entre l'électrode négative et la plaque présente des stratifications distinctes. La figure 171 reproduit une figure de

(¹) TÜPLER, *Wied. Ann.*, t. LXIII, 1897, p. 109.

Töpler. La décharge d'une bobine d'induction à travers la flamme

Fig. 172.



d'une bougie donne lieu à une décharge brillante traversée par des espaces sombres, comme le représente la figure 172.

Distribution de la température le long de la décharge.

284. La température moyenne du gaz dans un tube au travers duquel passe une décharge lumineuse est fréquemment inférieure à 100° . Ainsi E. Wiedemann ⁽¹⁾ montra que la température moyenne de l'air sous une pression de 3^{mm} dans un tube traversé par une décharge lumineuse était inférieure à 100° C. Hittorf ⁽²⁾ mesura la température dans un tube à décharge en trois points : (1) dans la colonne positive, (2) dans la lumière négative et (3) dans l'espace sombre de Crookes. Il trouva que c'est en (3) qu'elle était la plus élevée et en (1) qu'elle était la plus basse. E. Wiedemann ⁽³⁾ montra que la distribution de la température le long du tube dépendait essentiellement de la pression et que tandis qu'à basse pression la température

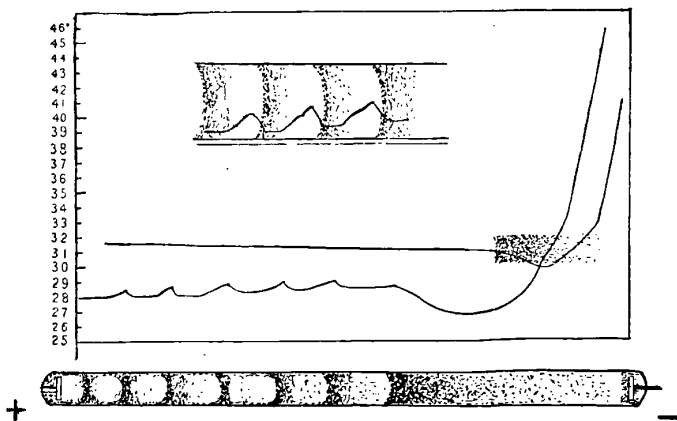
⁽¹⁾ E. WIEDEMANN, *Wied. Ann.*, t. VI, 1879, p. 298.

⁽²⁾ HITTORF, *Wied. Ann.*, t. XXI, 1884, p. 128.

⁽³⁾ E. WIEDEMANN, *Wied. Ann.*, t. X, 1880, p. 202.

de la cathode était supérieure à celle de l'anode, on observait l'inverse à des pressions supérieures à 26mm. Wood (1) fit une étude très complète des températures dans un tube à décharge au moyen du bolomètre qui, flottant sur une colonne de mercure, pouvait être amené à une position quelconque dans le tube. Il trouva que dans une décharge ne présentant pas de stratifications, la température est constante dans la colonne positive, diminue dans l'espace sombre de Faraday, passe par un minimum à l'extrémité anodique de la lueur négative, puis croît rapidement dans l'espace sombre près de la cathode. Dans la décharge stratifiée, la température est plus grande dans les parties lumineuses que dans les parties sombres. En aucun cas le bolomètre n'indiqua de températures supérieures à 100°. La température du bolomètre est naturellement la température moyenne de toutes les molécules comprises dans un espace notable, et le fait que la température moyenne est faible ne doit pas empêcher un certain nombre de molécules d'avoir une énergie cinétique très supérieure à celle qui correspond à la température ainsi donnée. Les courbes de la figure 173 donnent la distribu-

Fig. 173.



tion des températures le long d'un tube, dans une décharge présentant des stratifications et dans une décharge qui n'en présente pas. On peut voir, en comparant ces courbes à celles qui représentent la distribution de la force électrique, qu'elles sont très semblables. Le travail effectué par le courant en chaque point de son parcours est proportionnel au produit du courant par la force électrique;

(1) Wood, *Wied. Ann.*, t. LIX, 1896, p. 238.

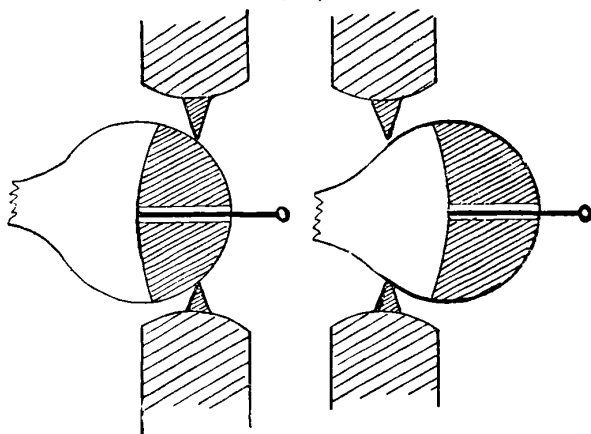
or le courant étant constant, si tout le travail est converti en chaleur, les courbes représentant la température seront semblables à celles qui représentent les forces électriques. Comme ceci est approximativement exact, nous en concluons que dans des tubes où la pression est modérée, la plus grande partie du travail électrique apparaît sous forme de chaleur dans le gaz en des points voisins de ceux où il est produit.

Action d'un champ magnétique sur la décharge.

285. Il faut considérer séparément l'action d'une force magnétique sur les différentes parties de la décharge. Nous commencerons par la lumière négative. Plücker (¹) montra que sous l'influence d'un champ magnétique la luminosité se distribue elle-même comme un ensemble de fils de fer dont les mouvements seraient entièrement libres; ainsi, la limite brillante de la lumière négative coïncide avec les lignes de force magnétiques passant par l'extrémité de l'électrode négative.

Les figures 174, 175, et 176, tirées des Mémoires de Plücker, montrent

Fig. 174.

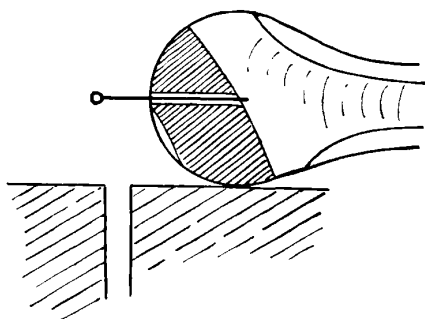


ce phénomène. Dans les figures 174 et 175, les lignes de force magnétiques sont dirigées transversalement par rapport au courant; dans la figure 176 elles sont plus ou moins dans sa direction. La lumière négative se comporte comme si elle était due à quelque chose qui se déplacerait le long des lignes de force magnétiques. Si la direction

(¹) PLÜCKER, *Pogg. Ann.*, t. CIII, 1858, p. 88.

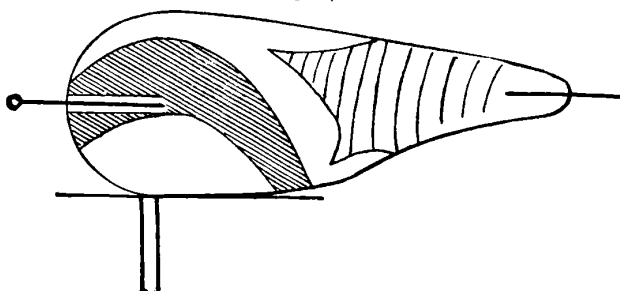
de la force magnétique est la même que celle des lignes de décharge, la lumière négative s'étend plus loin dans le tube et la colonne positive

Fig. 175.



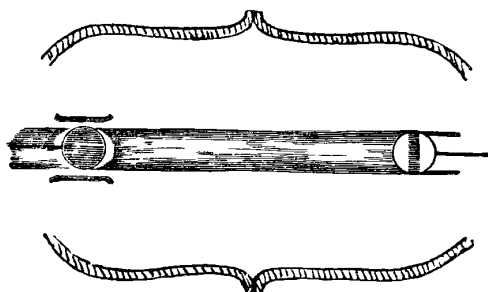
est repoussée; si la force magnétique est à angle droit sur le tube, la lueur négative suit les lignes de force à travers le tube et ne s'étend

Fig. 176.



pas aussi loin qu'en l'absence d'un champ magnétique; la colonne

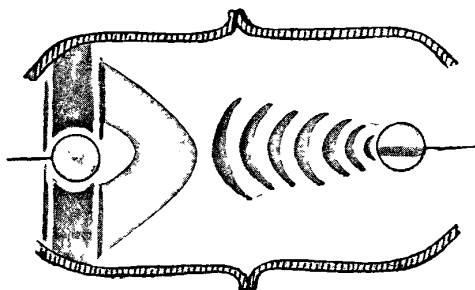
Fig. 177.



positive s'étend plus loin dans le tube du côté de la cathode, et si elle est striée, de nouvelles stratifications apparaissent. Les figures 177

et 178, dues à Lehmann (1), représentent ces phénomènes, la figure 177

Fig. 178.



correspond au cas où la force magnétique est dirigée le long du tube et la figure 178 au cas où elle est transversale.

286. La force magnétique influe sur la disposition de la luminosité à la surface de la cathode aussi bien que sur sa trajectoire à travers le gaz. Ainsi Hittorf (2) trouva que lorsque l'électrode négative est constituée par un disque plan et vertical et le tube à décharge disposé de telle sorte que l'axe du disque soit situé entre les pôles d'un puissant électro-aimant, le disque n'est pas lumineux, sauf au point le plus haut du côté le plus éloigné de l'anode et au point le plus bas du côté qui en est le plus voisin, conformément à la direction de la force magnétique. Dans une autre expérience Hittorf, utilisant comme cathode un tube métallique de 1^{cm} de diamètre environ, trouva que lorsque son axe était perpendiculaire à la ligne joignant les pôles d'un électro-aimant, il était dépourvu de luminosité au voisinage des points où la normale était perpendiculaire aux lignes de force magnétiques. Ces deux résultats sont ceux qu'on pouvait prévoir en supposant que la luminosité est due aux particules projetées normalement à la cathode. Schuster (3) a également étudié l'effet d'un champ magnétique sur la disposition de la luminosité à la surface de la cathode.

287. La colonne positive est également affectée par le champ magnétique; il a pour effet de l'incurver suivant une courbe rappelant la trajectoire d'une particule positive soumise au champ magnétique

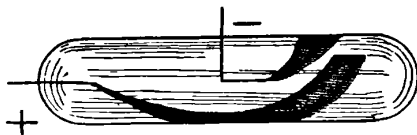
(1) LEHMANN, *Ann. der Phys.*, t. VII, 1902, p. 1.

(2) HITTORF, *Pogg. Ann.*, t. CXXXVI, 1869, p. 221,

(3) SCHUSTER, *Proc. Roy. Soc.*, t. XXXVII, 1884, p. 317.

et au champ électrique existant dans le tube (voir § 51). Lorsque la luminosité négative est déviée, la colonne positive se recourbe du côté où celle-ci atteint les parois du tube. La figure 179, due à Lehmann,

Fig. 179.



représente ce phénomène. Souvent un espace sombre sépare les extrémités de la luminosité négative et de la colonne positive comme si les points où la première rencontre les parois du vase se comportaient comme une cathode secondaire.

Influence d'une force magnétique sur les stratifications.

288. Spottiswoode, Moulton⁽¹⁾ et Goldstein⁽²⁾ ont étudié avec beaucoup de soin l'influence d'un champ magnétique sur les stratifications; ils arrivèrent à cette conclusion que les parties brillantes des stratifications s'orientent comme la lumière négative suivant les lignes de force magnétiques. Chaque partie brillante prend la direction de celle qui la traverse et est séparée de ses voisines par un espace sombre. Comme on a tiré de ce phénomène de très importantes déductions, nous reproduirons les descriptions qu'en ont donné Spottiswoode, Moulton et Goldstein.

Les premiers s'expriment ainsi : « Si l'on fait agir un aimant sur une colonne présentant des stratifications, on n'observe pas un simple déplacement en bloc de la colonne, comme cela aurait lieu si la décharge passait en droite ligne d'une électrode à l'autre, enfilant les strates sur son passage. Au contraire, chacune d'elles subit une rotation ou une déformation. Tout se passe comme si les stries marquaient la limite de courants flexibles prenant naissance dans la partie antérieure brillante de la strie précédente pour se terminer dans la partie sombre intérieure de la strie considérée. »

Le phénomène est très caractéristique lorsque, en l'absence de champ magnétique, la lumière négative pénètre déjà profondément dans la lumière positive au delà de la première stratification.

(¹) SPOTTISWOODE et MOULTON, *Phil. Trans.*, Part I, 1879, p. 205.

(²) GOLDSTEIN, *Wied. Ann.*, t. XI, 1880, p. 850.

L'extrémité de la luminosité négative est alors plus éloignée de la cathode que la première stratification, ou même si le vide est plus élevé que la seconde ou la troisième.

Sous l'action de la force magnétique, l'extrémité de la lumière négative se recourbe jusqu'à la cathode, suivant la dernière courbe magnétique qui passe par elle, puis séparée d'elle par un intervalle sombre s'observe une courbe suivant laquelle se recourbent tous les rayons de la première stratification, et ainsi de suite pour la seconde, etc.

289. Paalzow et Neesen (¹), qui étudièrent l'action d'un champ magnétique sur l'avance ou le retard de la décharge, trouvèrent que lorsque les lignes de forces sont parallèles à la direction de celle-ci, la nature de l'effet produit dépend de la pression. Si p_0 est la pression pour laquelle la décharge commence à passer, p_m la pression pour laquelle le courant dans le tube est maximum, et p_n la plus petite pression pour laquelle la décharge passe, la force magnétique pour des pressions comprises entre p_0 et p_m retarde la décharge, alors que pour des pressions comprises entre p_m et p_n elle la favorise. Le champ magnétique produit dans ce cas le même effet qu'une augmentation de pression. On obtient des résultats analogues si c'est l'anode qui est soumise à la force magnétique. Si c'est la cathode seule qui y est soumise, les résultats précédents ne sont valables que si le champ est faible. Si le champ est intense, on a juste les résultats inverses. Le champ magnétique produit le même effet qu'une diminution de pression.

Lorsque les lignes de force magnétiques sont perpendiculaires à la décharge, le champ magnétique la retarde, quelle que soit la pression. Ces physiciens trouvèrent que l'action du champ magnétique n'est pas instantanée et qu'il demande plusieurs secondes avant de produire son effet normal. Ce retard se présente très souvent dans les tubes à décharge. On peut généralement l'expliquer par les effets produits par des décharges antérieures. C'est ainsi que comme il est plus facile à une décharge de passer après une autre que de traverser la première le tube, le champ magnétique peut être impuissant à l'empêcher de passer, si une décharge intense a traversé le tube, quelques instants avant, tout en étant capable d'empêcher la première de se produire.

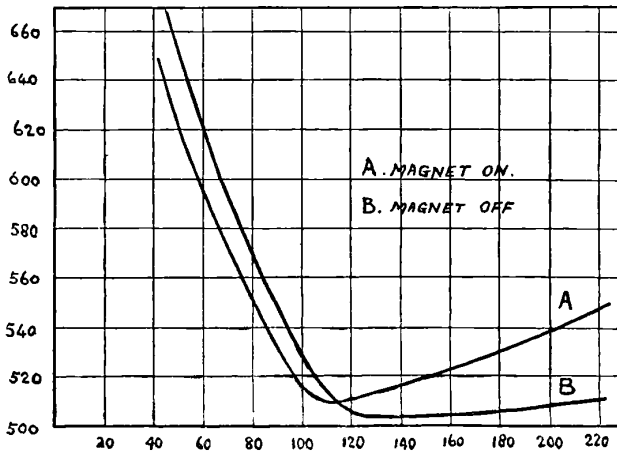
L'auteur a montré, il y a plusieurs années, qu'un champ magné-

(¹) PAALZOW et NEESEN, *Wied. Ann.*, t. LXIII, 1897, p. 209.

tique transversal gênait la décharge dans un tube sans électrodes, alors qu'un champ longitudinal la facilitait.

290. Willows (¹), qui étudia l'action produite par un champ magnétique transversal sur la différence de potentiel entre les extrémités d'un tube à décharge renfermant un gaz à basse pression, trouva les résultats suivants. Si la force magnétique est localisée au voisinage de la cathode, la différence de potentiel nécessaire au passage de la décharge est diminuée par le champ magnétique lorsque la pression est basse et augmentée lorsqu'elle est plus élevée. Les courbes de la figure 180 représentent cet effet. L'échelle des pressions

Fig. 180.



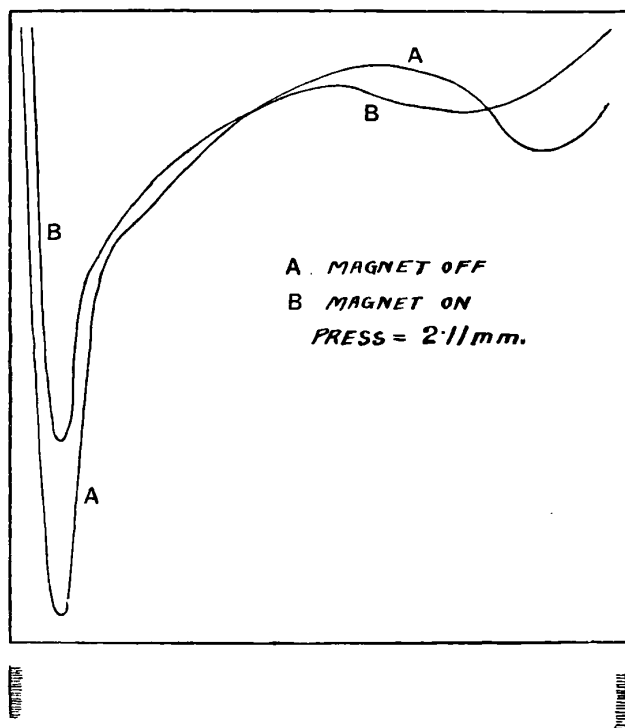
est telle que 223 représente une pression de 1^{mm} de mercure, la pression pour laquelle la courbe correspondant à ce qu'on obtient avec champ magnétique coupe celle qui correspond à l'absence de champ, croît lorsque la force magnétique augmente et diminue lorsque le courant traversant le tube décroît. Lorsque le champ magnétique est localisé en un point du tube, sauf à la cathode, il accroît toujours la différence de potentiel.

Willows étudia également l'action d'un champ magnétique transversal et uniforme sur la distribution de la force électrique entre les pôles. Les courbes (fig. 181) représentent les résultats de ces expériences. Le champ magnétique diminue dans une proportion

(¹) WILLOWS, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. I, 1901, p. 250.

considérable la chute de la force électrique qu'on observe dans la lumière négative.

Fig. 181.



291. Birkeland ⁽¹⁾ trouva qu'avec un tube renfermant un gaz à très basse pression, une force magnétique intense parallèle aux lignes de décharge diminué dans une proportion considérable la différence de potentiel nécessaire au passage de la décharge. Celle-ci, lorsque la force magnétique au voisinage de la cathode atteignait une valeur critique, était dix fois plus faible qu'on ne l'avait prévu. Almy ⁽²⁾ montra que cet effet est produit aussi bien par une force magnétique longitudinale que par une force magnétique transversale, et que la diminution brusque de potentiel s'accompagne d'un changement d'aspect de la décharge :

Le champ magnétique modifie la forme de celle-ci, qui, au lieu de recouvrir toute la cathode, donne un ou plusieurs pinceaux brillants.

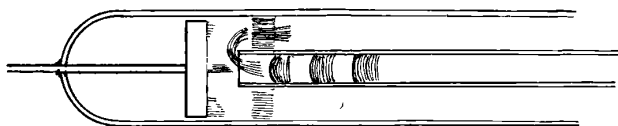
(¹) BIRKELAND, *Comptes rendus*, t. CXXVI, 1898, p. 586.

(²) ALMY, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1901, p. 183.

On peut provoquer cette modification, ainsi que la diminution de la différence de potentiel entre les électrodes, sans employer d'aimant, en recouvrant l'extérieur du tube dans le voisinage de la cathode d'une feuille d'étain reliée à cette dernière. Almy fit voir que l'effet produit par l'aimant n'est pas dû aux charges statiques qui s'accumulent sur les parois de verre du tube, en montrant qu'on l'observe également lorsque la cathode est disposée à l'intérieur d'un cylindre métallique qu'on emploie comme anode.

292. Nous avons déjà décrit (voir p. 443) les apparences présentées par la décharge lorsque les électrodes sont voisines. La figure 182,

Fig. 182.



qui représente une expérience faite par Wiedemann ⁽¹⁾, en donne une modification intéressante. L'anode est enfermée dans un tube de verre étroit pénétrant dans l'espace obscur cathodique. On peut remarquer que la luminosité positive se recourbe en sortant du tube et rejoint la lumière négative.

Décharge produite par des forces électromotrices de haute fréquence.

293. E. Wiedemann et Ebert ⁽²⁾, ainsi qu'Himstedt ⁽³⁾ ont fait de très intéressantes expériences sur les décharges produites par les forces électromotrices très rapidement variables auxquelles donne lieu la décharge d'un condensateur. Dans les expériences de Wiedemann et Ebert les électrodes étaient reliées aux extrémités d'un système de Lecher donnant des oscillations dont la période était de 10^{-8} seconde environ. Dans les expériences d'Himstedt on employait un transformateur de Tesla. La figure 183 montre l'aspect du tube. On peut voir que les deux électrodes présentent uniquement les phénomènes qu'on observe à la cathode; c'est-à-dire l'espace sombre, la luminosité négative et l'espace sombre de Faraday,

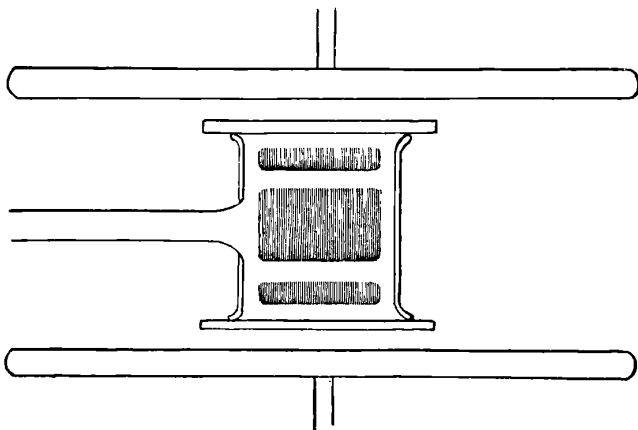
(¹) WIEDEMANN, *Wied. Ann.*, t. LXIII, 1897, p. 242.

(²) E. WIEDEMANN et EBERT, *Wied. Ann.*, t. L, 1893, pp. 1, 221.

(³) HIMSTEDT, *Wied. Ann.*, t. LII, 1894, p. 473.

mais pas de lumière positive. A cette dernière correspond la luminosité qu'on peut observer au milieu du tube et qui disparaît

Fig. 183.



d'ailleurs à très basse pression. L'épaisseur de l'espace sombre au voisinage des électrodes diminue lorsque la fréquence des oscillations croît.

294. La description que nous avons donnée plus haut de la décharge stable à travers les gaz à basse pression montre combien compliquée est sa structure.

C'est ainsi que nous avons : l'espace sombre cathodique, la luminosité négative, l'espace sombre de Faraday et la colonne positive ; dans ces diverses régions la force électrique a des valeurs très différentes. Les variations de X , force électrique le long des lignes de décharge, impliquent une distribution de l'électricité libre correspondant à une densité proportionnelle à $\frac{dX}{dx}$: en effet l'électricité libre doit, pour accumuler les ions, aller d'un point du tube à un autre, et ce processus demande un intervalle de temps fini. Si l'électricité arrive aux électrodes du tube avec une grande rapidité, comme par exemple lors de la décharge d'une puissante batterie de bouteilles de Leyde, la différence de potentiel entre les électrodes pourra atteindre une très haute valeur avant que les ions n'aient eu le temps de prendre la distribution qui correspond à un courant permanent. Dans un tel cas, le tube tout entier pourra être soumis à un champ électrique très intense et approximativement uniforme, suffisamment intense pour permettre aux ions positifs de produire d'autres

ions par collisions. Le courant atteindra rapidement de très grandes valeurs et la décharge présentera l'aspect d'une colonne lumineuse uniforme allant d'une électrode à l'autre et n'ayant en rien la structure d'une décharge stable.

*Relation entre le courant et la différence de potentiel.
Courbes caractéristiques.*

295. La relation entre le courant qui passe à travers le tube et la différence de potentiel entre les électrodes est souvent très compliquée. Elle dépend de la pression, des dimensions et de la forme du tube.

C'est bien ce qu'on doit observer : un accroissement de courant augmente la chute cathodique et diminue le gradient de potentiel le long de la colonne positive.

La différence de potentiel totale entre les électrodes croîtra alors ou diminuera selon l'importance relative de ces effets. Pour certaines valeurs du courant, un accroissement de ce dernier entraînera un accroissement de la différence de potentiel; pour d'autres, par exemple, lorsque le courant est intense et passe comme dans un arc, à un accroissement de courant correspondra une diminution de la différence de potentiel. On désigne souvent sous le nom de *courbe caractéristique* la courbe ayant pour ordonnées la différence de potentiel entre les électrodes et pour abscisses le courant correspondant. Lorsqu'elle est connue, on peut calculer la valeur du courant auquel donnera lieu une force électromotrice extérieure connue.

Ainsi, soit E_0 la valeur de la force électromotrice de la batterie, R la résistance des conducteurs, i le courant dans le tube. La force électromotrice entre les électrodes est $E_0 - Ri$, et si $E = f(i)$ est l'équation de la courbe caractéristique, nous avons

$$E_0 - Ri = f(i),$$

qui détermine i et par suite E , différence de potentiel entre les électrodes. Comme on ne connaît pas d'expression algébrique de $f(i)$ comprenant toutes les valeurs de courant, on emploie une solution graphique.

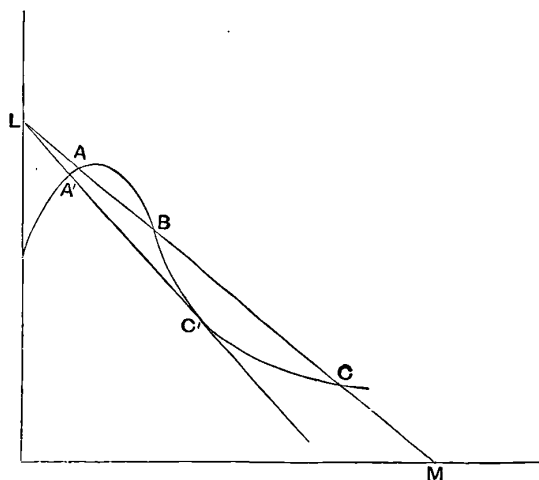
Soit ABC la courbe caractéristique; traçons la droite LM ayant pour équation

$$E = E_0 - Ri;$$

les points où elle coupe la courbe donnent les valeurs possibles de i

et de E , courant à travers le tube et différence de potentiel entre ses extrémités. Certaines de ces valeurs peuvent correspondre à des valeurs instables et n'être pas réalisables. Pour trouver les points qui correspondent à des valeurs stables ou instables, nous pouvons procéder ainsi. Si le courant augmente de δi , l'accroissement de force électromotrice que doit vaincre la batterie est $R \delta i + \frac{dE}{di} \delta i$ ou $(R + \frac{dE}{di}) \delta i$, si $R + \frac{dE}{di}$ est positif, nous avons une force électromotrice non compensée dans le circuit et tendant à diminuer le courant, qui, par suite, verra son accroissement arrêté; nous serons donc dans une région stable. Si au contraire $R + \frac{dE}{di}$ est négatif, nous avons une force électromotrice tendant à augmenter encore le courant et les conditions de fonctionnement seront instables. Ainsi, pour que la décharge soit stable, $R + \frac{dE}{di}$ doit être positif. Cette condition a été donnée pour la première fois par Kaufmann (¹). Nous voyons ainsi que lorsque la décharge est stable, la ligne droite $E = E_0 - Ri$ doit être au point où elle coupe la courbe caractéristique plus inclinée que la tangente à cette dernière. Ainsi, parmi les points A, B, C où elle coupe la courbe (fig. 184), A et C sont stables et B instable.

Fig. 184.



L'état de choses représenté par un point P de la courbe caractéristique où la tangente est inclinée vers le bas, ne peut exister s'il n'y a

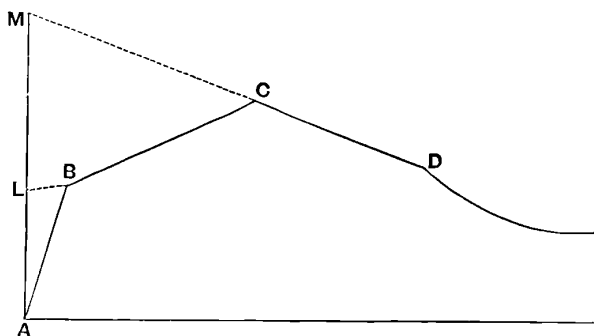
(¹) KAUFMANN, *Ann. der Phys.*, t. II, 1900, p. 158.

dans le circuit extérieur une résistance supérieure à celle représentée par la tangente de l'angle que fait la tangente à la courbe en P avec l'axe horizontal.

Si la force électromotrice extérieure est donnée et si l'on fait croître graduellement la résistance extérieure, la droite LM s'inclinera de plus en plus, C se déplacera vers la gauche, et le courant, par suite, diminuera. Lorsque son inclinaison deviendra suffisante pour qu'elle devienne tangente à la courbe en C', on atteindra les conditions limites. Aucun accroissement de courant ne permettra d'obtenir les conditions auxquelles correspond A', les seules possibles pour qu'on obtienne l'équilibre. Ainsi lorsqu'on passe par la position pour laquelle la droite est tangente à la courbe, on observe un changement brusque du courant et de la nature de la décharge. Ainsi, si la partie BC de la courbe correspond à une décharge lumineuse, la partie A à une décharge obscure, nous voyons que dans le cas d'une décharge lumineuse il y a, pour une valeur donnée de la force électromotrice extérieure, une valeur minima du courant. Si l'on réduit celui-là au-dessous de cette valeur, la décharge cessera d'être brillante.

Si la courbe caractéristique est de la forme donnée (*fig. 185*),

Fig. 185.



qui dans les parties non rectilignes ne diffère pas beaucoup de celle qui correspond à la décharge obtenue avec une cathode de chaux incandescente, AB correspond à la décharge obscure, BC à la décharge présentant une luminosité anodique sans luminosité cathodique, CD à la décharge avec luminosité cathodique et enfin DE à la décharge par arc. Nous voyons qu'on peut obtenir la partie AB pour n'importe quelle valeur de E_0 en donnant à R des valeurs convenables, et pour toutes les valeurs de R en donnant également à E_0 des valeurs correspondantes. La partie BC peut être obtenue avec toutes les va-

leurs de E_0 supérieures à AL, et en donnant à R des valeurs déterminées et pour n'importe quelle valeur de R si l'on donne à E_0 une valeur correspondante. Quant à la partie CD, on peut seulement l'obtenir lorsque la résistance extérieure est supérieure à la tangente de l'angle que fait CD avec l'horizontale et lorsque la force électromotrice extérieure est supérieure à AM.

Riecke a donné dans *Annalen der Physik*, t. IV, 1901, p. 592, quelques exemples intéressants de courbes caractéristiques correspondant à des décharges dans des gaz à basse pression.



CHAPITRE XVII.

THÉORIE DE LA DÉCHARGE A TRAVERS LES TUBES A BASSE PRESSION.

296. Nous allons maintenant appliquer la théorie de la décharge disruptive, donnée pages 486 et suivantes, à l'explication de quelques-uns des phénomènes qu'on observe lorsque la décharge passe à travers un tube renfermant un gaz à basse pression. Nous avons considéré la décharge disruptive comme ayant pour origine l'ionisation du gaz provoqué par le mouvement des ions; les petits ions négatifs, les *corpuscules*, ayant un pouvoir ionisant plus considérable que les positifs dont la masse est plus grande. Cependant, si l'ionisation, dans un champ électrique qui n'est pas exposé à un agent ionisant extérieur, tel que les rayons de Röntgen, était seulement due aux collisions entre les corpuscules et les molécules, nous ne pourrions avoir un courant continu à travers le gaz. Supposons qu'au début il y ait quelques corpuscules entre les électrodes; si l'électrode négative est à droite, le champ électrique déplacera les corpuscules vers la gauche, et s'il est assez intense, il y aura ionisation entre l'électrode positive et le point d'où sont partis les premiers corpuscules. Les nouveaux corpuscules produits à la suite des collisions des premiers avec les molécules du gaz, produiront à leur tour de nouveaux ions, mais tous se formeront à gauche du point où ont pris naissance les premiers. Il y aura ainsi un acheminement graduel des corpuscules vers l'électrode positive, tandis que le gaz autour de l'électrode négative s'appauvrira petit à petit en corpuscules et finira par ne plus être conducteur. Il ne sera plus ionisé lorsque tous les ions négatifs auront atteint l'électrode positive.

Nous avons vu que dans un gaz quelconque il se produit une ionisation spontanée, et l'on peut admettre que ce processus fournit une certaine quantité d'ions négatifs qui se multiplient rapidement par suite de leurs chocs contre les molécules du gaz et fournissent ainsi un apport de transporteurs suffisant pour permettre le passage du courant. Si les choses se passaient ainsi, la différence de potentiel

entre les électrodes devrait varier rapidement avec lui; or, en réalité, la variation est très faible.

De même le courant, sous une différence de potentiel donnée, dépendrait de la valeur de l'ionisation spontanée, c'est-à-dire serait indépendant du champ électrique : or, nous pouvons accroître celle-ci de plusieurs centaines de fois sa valeur en exposant le tube à décharge à l'action des rayons de Röntgen sans produire aucun accroissement appréciable du courant à travers le gaz. Pour rendre compte des phénomènes de la décharge, nous devons admettre une ionisation due au champ électrique lui-même et confinée au voisinage de la cathode. Nous pouvons supposer que cette ionisation est produite par les ions positifs, et que, bien que ceux-ci nécessitent une plus grande quantité d'énergie que les corpuscules pour devenir capables d'ioniser, le champ très intense qui existe au voisinage de la cathode suffit à leur communiquer, lorsque sous son action ils s'en rapprochent, toute l'énergie dont ils ont besoin.

Les ions positifs animés d'un mouvement rapide peuvent produire de nouveaux ions négatifs de plusieurs façons. Les deux suivantes viennent naturellement à l'esprit : 1^o les ions positifs ionisent par collision les molécules du gaz au voisinage de la cathode; 2^o les ions positifs, en frappant la surface de celle-ci, lui communiquent une énergie suffisante pour que les corpuscules compris dans une couche de métal voisine de sa surface puissent s'en échapper tout comme ils pourraient le faire si le métal était porté à l'incandescence.

Les conséquences seront les mêmes, quelle que soit l'hypothèse admise. Par suite de l'accroissement considérable de l'intensité du champ électrique au voisinage immédiat de la surface de la cathode, l'énergie cinétique que possèdent alors les ions positifs lorsqu'ils s'en approchent est de beaucoup supérieure à celle qu'ils ont lorsqu'ils s'en trouvent encore à une petite distance; par suite, l'ionisation résultant des collisions des ions positifs contre les molécules du gaz sera confinée pratiquement dans une couche de gaz localisée à la surface de la cathode. Il se peut que la luminosité qui s'étend sur celle-ci indique le siège de cette ionisation. Ainsi donc, en supposant que les ions positifs produisent l'un ou l'autre des effets (1) ou (2), nous avons des ions négatifs qui partent de la région voisine de la surface de la cathode.

Ces derniers sont entraînés loin d'elle par le champ électrique et acquièrent bientôt des vitesses telles qu'ils ionisent le gaz qu'ils traversent; ils provoquent ainsi la formation d'un supplément d'ions

positifs qui sont attirés vers la cathode par le champ électrique et qui produisent à leur tour de nouveaux ions négatifs.

Ainsi donc, dans cette hypothèse, les ions positifs et négatifs sont, dans cet espace contigu à la cathode, dans une dépendance mutuelle. Si l'on supprime les uns, les autres diminuent. L'expérience, représentée figure 140, page 489, en donne un exemple frappant : un obstacle disposé dans l'espace sombre porte ombre en avant et en arrière; il arrête en effet le mouvement des ions positifs vers une partie de la cathode (la partie sur laquelle il fait ombre); cette portion ne peut plus émettre des ions négatifs, et cesse en fait d'agir comme électrode.

La décharge peut se produire lorsque les ions positifs se comportent comme ioniseurs dans la région voisine de la cathode, même s'ils étaient incapables de provoquer la formation de nouveaux ions dans les autres parties du champ.

Le champ électrique n'a donc besoin d'être intense que dans le voisinage de la cathode; dans les autres parties du tube il n'est pas utile qu'il atteigne la valeur nécessaire pour que les corpuscules donnent naissance à de nouveaux ions. Cette concentration du champ électrique à la cathode entraîne ainsi une grande concentration d'ions, et cette accumulation d'ions demande un certain temps pour se produire. Si le gaz, au début, renferme seulement un petit nombre d'ions et si le champ électrique est appliqué pendant un court intervalle, cette accumulation d'ions n'a pas eu le temps de se produire et le champ est approximativement uniforme d'une électrode à l'autre; si la décharge a lieu dans ces conditions, la force électrique doit être suffisante tout le long de la décharge pour que les ions positifs puissent provoquer la formation de nouveaux ions. Dans ce cas la décharge ne présentera pas les différentiations caractéristiques qu'on observe dans l'état permanent. Lorsqu'une fois la décharge a passé, elle peut laisser derrière elle suffisamment d'ions pour qu'une décharge puisse se produire quelque temps après avec une différence de potentiel de beaucoup inférieure. Comme les ions positifs se meuvent vers la cathode, il peut se faire que le champ y dépasse la valeur moyenne dans le reste du tube.

Conditions pour que la décharge soit lumineuse.

297. La luminosité étant un des caractères les plus saillants de la décharge, les conditions qui en permettent la production pré-

sentent le plus grand intérêt. Nous avons donné, page 480, des arguments permettant de croire que la production de lumière ne dépend pas uniquement de l'énergie cinétique des corpuscules en mouvement dans le gaz. Cette énergie cinétique est indépendante du courant tant que la force électrique reste constante. Or, le courant, aussi bien que la différence de potentiel, influe sur la luminosité, et en doublant la densité de courant, c'est-à-dire le flux de corpuscules traversant le gaz, nous pouvons plus que doubler la luminosité. Sa brusque apparition permet de supposer que la période de luminosité est atteinte lorsque l'énergie de l'atome est arrivée à une certaine valeur critique. Cette valeur critique peut être obtenue à la suite d'une collision contre un corpuscule; si l'atome, d'autre part, peut accumuler de l'énergie, il peut atteindre cette valeur critique en ajoutant les gains successifs d'énergie qu'il a pu faire à la suite de collisions de corpuscules, soit avec lui, soit avec les atomes voisins, à l'apport d'énergie qu'il reçoit juste au moment de devenir lumineux.

La spectroscopie fournit de nombreux exemples pour lesquels la densité du courant de corpuscules ne modifie pas seulement l'intensité, mais le caractère même de la radiation. Ce phénomène est surtout présenté par l'argon et les autres gaz inertes. Si l'on diminue graduellement la densité de courant dans un tube à décharge renfermant de l'argon, la coloration passe de bleu brillant à rouge brillant, et les spectres sont entièrement différents. La force électrique varie très peu pendant ce temps. J'ai observé que pour une densité de courant intermédiaire entre celle qui donne une lumière rouge et celle qui donne une lumière bleue, on a une diminution marquée de la luminosité. Avec une telle densité de courant il faut, pour obtenir une photographie du spectre, une pose plus longue que lorsque la densité de courant est plus faible ou plus considérable.

Dans beaucoup d'autres gaz ou vapeurs, on observe des variations analogues du spectre avec la densité de courant.

298. Un accroissement de la densité de courant diminue souvent la valeur de la force électrique nécessaire à la production de la luminosité. A une augmentation de la densité du courant correspond un accroissement du travail dépensé par unité de volume et par unité de temps dans le tube à décharge, et, par suite, un accroissement de la température du gaz. On peut donc incliner à croire que c'est la température du gaz qui accroît la luminosité. Je crois cette opinion

erronée. L'accroissement de la température moyenne est faible en effet, inférieure à 200° C. ou 300° C., et nous pouvons avec un brûleur élever le tube à une température plus élevée sans affecter la luminosité. Lorsque le gaz est ainsi chauffé, l'énergie lui est fournie sous forme d'énergie de translation des molécules, et bien que d'après la loi de Boltzmann une certaine fraction de celle-ci soit transformée en énergie interne, la proportion ainsi transformée sera très faible si on la compare à celle qu'il est nécessaire d'atteindre pour rendre le gaz lumineux.

Les conditions sont tout à fait différentes lorsque le gaz est chauffé par une décharge électrique. Dans ce cas, par suite des collisions des corpuscules contre les atomes du gaz, la plus grande partie de l'énergie qui est communiquée à l'atome l'est dès le début sous forme d'énergie interne, et quoique cette dernière soit finalement transformée en énergie calorifique, l'énergie interne moyenne de l'atome est pour la même température finale plus grande que si l'énergie avait été fournie au gaz sous forme calorifique et transformée ensuite en énergie interne. Si donc la luminosité dépend de l'énergie interne, la même élévation de température aura un effet plus grand lorsqu'elle sera due à une décharge électrique que lorsqu'elle sera obtenue directement par des moyens thermiques.

Le grand et soudain accroissement qu'on observe au moment où la luminosité se produit, montre que le gaz, en devenant lumineux, émet des ions libres. Il se peut que dans un gaz lumineux le nombre de molécules qui deviennent lumineuses et émettent des ions soit beaucoup plus grand que celui de celles qui sont frappées par des corpuscules.

La molécule peut acquérir de l'énergie interne en absorbant la radiation émise lors du choc des corpuscules contre les molécules voisines, et cette énergie s'accumule jusqu'à ce qu'on atteigne la valeur critique nécessaire pour la luminosité et l'ionisation. L'ionisation de ces molécules n'est alors qu'un effet indirect des collisions.

Origine de l'espace sombre.

299. Considérons maintenant de plus près l'ionisation produite par les ions négatifs partis de la cathode. Les premiers, qui partent de la surface ou du voisinage de celle-ci, sont, par suite du champ très intense qui règne dans cette région, projetés avec une grande vitesse. Ce sont des rayons cathodiques de très grand pouvoir pénétrant.

De tels rayons ne doivent pas, sur une longueur donnée de leur parcours, produire autant d'ionisation que ceux qui se meuvent avec une vitesse moindre. Considérons maintenant un corpuscule formé à la suite de la collision d'un des précédents contre une molécule voisine de la cathode.

Ce corpuscule secondaire prend naissance dans un champ beaucoup moins intense que celui d'où le premier était parti; il n'atteindra donc pas une aussi grande vitesse, et correspondra à une sorte de rayons cathodiques plus facilement absorbable. Il produira ainsi beaucoup plus d'ions par unité de longueur de sa trajectoire. De même les corpuscules produits par les corpuscules primaires ou secondaires à une distance plus grande de la cathode seront, par suite de leur vitesse plus faible, plus facilement absorbables et ils produiront encore un plus grand nombre d'ions par unité de longueur de leur trajectoire. L'ionisation sera donc faible dans les régions où le champ est intense, au voisinage de la cathode, mais elle croîtra rapidement à mesure que l'on se rapprochera des points où le champ est plus faible.

Ainsi, si l'ionisation était accompagnée de luminosité, les points voisins de la cathode où le champ électrique est intense seraient sombres, tandis que la luminosité s'accroîtrait avec une très grande rapidité aux points plus éloignés de la cathode où le champ électrique est plus faible.

L'accroissement sera même si rapide que le contraste et la ligne de démarcation entre les parties sombres et lumineuses seront très nets.

Ce contraste net qu'on peut observer entre le très faible éclaircissement de l'espace sombre et l'éclat de la lumière négative, est un exemple de la soudaineté avec laquelle la décharge devient lumineuse, phénomène auquel nous avons déjà fait allusion. Un faible accroissement du champ électrique ou du courant suffit à marquer la différence entre une décharge très lumineuse et une qui est à peine visible.

La démarcation entre une décharge obscure et une qui ne l'est pas dépend de la densité du courant dans le flux de corpuscules aussi bien que de l'intensité du champ électrique. Ainsi la limite de la lumière négative vers la cathode sera une surface où la densité du courant est constante aussi bien que le potentiel. Aussi longtemps donc qu'il y aura en avant de la cathode un espace non recouvert par la lumière négative, la densité de courant restera constante dans toute l'étendue de cette dernière et tout accroissement du courant total

à travers le tube sera accompagné d'un accroissement de la partie de la cathode recouverte par la luminosité négative. Lorsque cette dernière recouvre entièrement la cathode, un accroissement de courant doit forcément correspondre à un accroissement de la densité de courant, le tout accompagné d'une augmentation considérable de la chute cathodique de potentiel. Une des causes de cet accroissement est l'augmentation de la densité de l'électricité libre dans la région entourant la cathode. Cet accroissement rendrait plus rapides les variations du potentiel électrique lorsqu'on se rapproche de celle-ci. La densité de courant à la cathode lorsque la luminosité négative la recouvre entièrement est constante, et, comme Stark ⁽¹⁾ l'a montré, dépend de la pression. Elle croît avec celle-ci pour tous les gaz, et H.-A. Wilson ⁽²⁾ et Starck ont montré que, pour l'air, elle lui est proportionnelle. Les considérations suivantes montrent que nous devons nous attendre à ce que la densité du courant limite croisse avec la pression. Supposons que la décharge se produise entre deux plaques parallèles, perpendiculaires à l'axe des x ; soit V la valeur du potentiel à une distance x de la cathode, ρ la densité de l'électricité libre,

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi\rho.$$

Or la structure de la région qui entoure la cathode dépend en première approximation de λ , libre parcours moyen des ions dans le gaz. Nous avons donc $V = f\left(\frac{x}{\lambda}\right)$, f étant indépendant de la pression. Puisque $\frac{1}{\lambda}$ est proportionnel à p , nous pouvons écrire

$$V = F(xp) = F(\xi);$$

d'où

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = p^2 \frac{d^2 F}{d\xi^2} = -4\pi\rho.$$

Ainsi donc, pour les mêmes valeurs de ξ , c'est-à-dire en des points correspondants, ρ est proportionnel au carré de la pression; la densité des ions au voisinage de la cathode croît donc rapidement avec la pression; le courant est cependant proportionnel au produit de la densité des ions par leur vitesse: nous avons vu qu'un accroissement de pression provoque un grand accroissement de la densité.

Si l'intensité du champ électrique reste toujours la même, un

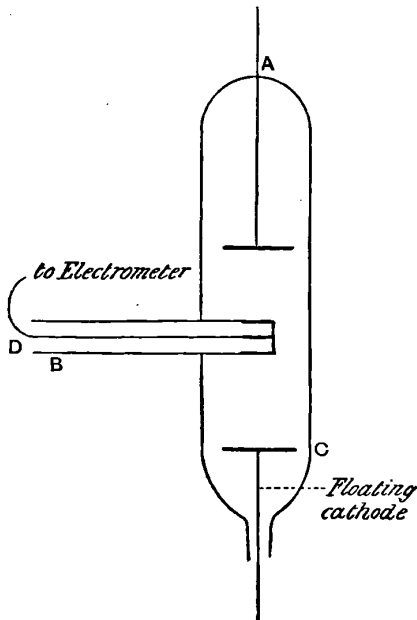
(1) STARK, *Physikalische Zeitsch.*, t. III, 1902, p. 274.

(2) H.-A. WILSON, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. IV, 1902, p. 602.

accroissement de pression diminuera la vitesse. Le plus grand effet qu'elle puisse produire est de faire varier celle-ci en raison inverse de sa valeur. Ceci se produira seulement si le champ est aussi intense aux basses pressions qu'aux pressions plus élevées, ce qui n'est pas le cas, et que si la diminution de mobilité provoquée par l'accroissement de pression n'est pas suffisante pour contre-balancer l'accroissement de la densité des ions. Le courant augmentera donc avec la densité.

300. Quelques expériences de l'auteur montrent d'une manière frappante la rareté des ions négatifs dans le champ intense voisin de la cathode et le rapide accroissement de leur nombre aux endroits où le champ est plus faible, au voisinage de la lumière négative ⁽¹⁾. Dans ces expériences on employait un tube à décharge analogue à celui représenté (fig. 186). C'est une cathode flottante qui peut être

Fig. 186.

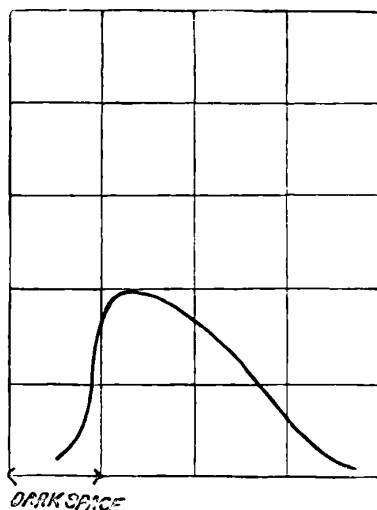


soulevée ou abaissée dans le tube, A est l'anode et B un tube métallique fermé muni d'une fenêtre recouverte d'une mince feuille d'aluminium.

(1) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. I, 1901, p. 361.

Le choc des ions négatifs contre cette fenêtre donnait naissance à des rayons qui traversaient la feuille mince d'aluminium et ionisaient le gaz dans le tube fermé. Ce gaz devenait conducteur et si l'électrode D était chargée et reliée à un électromètre, elle perdait sa charge, et la vitesse de déperdition indiquait la valeur de l'ionisation dans le gaz. On avait soin de charger l'électrode à un potentiel suffisamment élevé pour produire le courant de saturation. Les rayons étaient très facilement absorbés; on pouvait s'en rendre compte aisément en diminuant la pression dans le tube B et en observant la vitesse de déperdition sous des pressions différentes. Tant que les rayons étaient entièrement absorbés en passant à travers le gaz du tube, le nombre des ions et par suite le courant de saturation étaient indépendants de la pression. Mais bientôt, lorsque celle-ci devenait assez basse pour que les rayons puissent traverser le tube sans subir une absorption notable, le courant de saturation devenait proportionnel à la pression. La Table suivante, qui donne la variation du courant de saturation avec la pression, montre que ce n'est pas seulement lorsque cette dernière est basse que le courant de saturation est influencé par la pression; nous pouvons en conclure que la radiation

Fig. 187.



produite par le choc des ions négatifs contre la fenêtre d'aluminium peut seulement traverser quelques millimètres d'air sous la pression atmosphérique.

Pression dans le tube D (épaisseur du vase 1 ^{cm}).	Courant de saturation.
770	87
270	90
100	64
45	37
10	11
5	3

L'intensité des rayons produits par ces ions négatifs dépend beaucoup de la distance entre la fenêtre et la cathode. La Table suivante le montre nettement, la figure (*fig.* 187) en représente les résultats, les ordonnées indiquent la valeur de l'ionisation dans le tube, et les abscisses la distance de la cathode.

Pression dans le tube à décharge 0 ^{mm} , 6. Distance de la fenêtre à 1 ^{re} cathode.	Épaisseur de l'espace sombre 6 ^{mm} . Ionisation dans le tube D (unités arbitraires).
3	21
4	54
5	105
6	195
8	150?
10	180
20	66
30	40
40	25

On peut voir que l'action des rayons produits par le choc des ions négatifs est faible au voisinage de la cathode; il croît très rapidement lorsqu'on approche de la lumière négative, passe alors par un maximum lorsqu'on l'atteint, puis revient rapidement à une faible valeur. En fait, l'effet produit par le choc des ions négatifs contre la fenêtre du tube varie dans le même sens que l'ionisation produite par collision des corpuscules contre les molécules du gaz, ce qui est d'accord avec la théorie donnée page 589.

Le fait que l'ionisation à l'intérieur du tube D croît et décroît avec la luminosité, peut faire croire que l'ionisation dans le tube D n'est pas due aux rayons engendrés par le choc des ions négatifs contre la fenêtre, mais à la lumière émise par le gaz. L'expérience suivante montre qu'ils sont bien dus à la première cause. On place le tube dans

un champ magnétique dont les lignes de force sont parallèles à la fenêtre. Le champ magnétique concentre la lumière négative et accroît la luminosité; si donc l'ionisation dans le tube était due à celle-ci et non au choc des ions, le champ magnétique devrait l'accroître; d'autre part, puisque les ions négatifs se meuvent parallèlement aux lignes de force magnétiques, et, par suite, parallèlement à la fenêtre, le champ magnétique les empêche de la frapper et doit, par suite, diminuer dans des proportions considérables l'ionisation à l'intérieur du tube. En examinant et critiquant avec soin les expériences, on trouva que le champ magnétique empêchait presque entièrement l'ionisation.

301. Nous avons considéré dans cette théorie la lumière négative comme due à l'ionisation produite par les collisions entre les molécules du gaz et les corpuscules dont le point de départ est voisin de la cathode; ces corpuscules dérivent de ceux partis de la région contiguë à la cathode et qui se meuvent avec une vitesse beaucoup plus grande que ceux auxquels est due la luminosité et qui partent de points où le champ est beaucoup plus faible. L'épaisseur de l'espace sombre est évidemment plus grande que le libre parcours moyen; elle lui serait approximativement égale si la luminosité négative était due aux collisions des corpuscules issus de la cathode. Plus grand sera le libre parcours moyen, plus la lumière négative sera éloignée de la cathode et la théorie précédente nous fait prévoir une relation linéaire entre l'épaisseur de l'espace sombre et la trajectoire libre moyenne.

Les corpuscules qui proviennent du voisinage immédiat de la cathode n'étant que très peu absorbés peuvent passer quelquefois à travers la lumière négative, comme dans le cas de la décharge étudiée par E. Wiedemann et représentée sur la figure 148, page 527. Ces corpuscules sont les rayons cathodiques, que nous étudierons Chapitre XIX.

302. Lorsque l'ionisation a lieu dans la région qui entoure la cathode, les ions positifs se meuvent vers cette dernière, tandis que les ions négatifs s'en éloignent. Il se produit ainsi un excès d'électricité positive dans le gaz au voisinage de la cathode, et par suite la force électrique diminue à mesure qu'on s'en éloigne. Lorsque le champ électrique tombe au-dessous d'une certaine valeur, il ne peut plus communiquer aux corpuscules une énergie suffisante pour les rendre ionisants. Lorsque le champ a atteint cette valeur, l'ionisation cesse. Il serait plus exact de dire que l'ionisation cesse peu après que le

champ a atteint cette valeur, car les corpuscules peuvent conserver sur un certain parcours l'énergie qu'ils ont acquise dans les parties où le champ est plus intense et ils continuent ainsi dans un champ plus faible à ioniser pendant un certain temps. La limite de la lumière négative la plus éloignée de la cathode marque, si l'on considère les choses sous cet aspect, les points où le courant et la vitesse des corpuscules ont une valeur inférieure à celle qui est nécessaire pour produire la luminosité.

303. Examinons maintenant ce qui se passe dans le gaz entre l'anode et la lumière négative *g*. Supposons pour un instant qu'il n'y ait aucune ionisation entre *g* et l'anode. Le courant étant transporté par des ions que le champ électrique extrait des régions ionisées comprises entre *g* et la cathode, tous les ions entre *g* et l'anode seront des ions négatifs; le gaz à gauche de *g* aura donc une charge négative. Mais une charge négative entraînera un accroissement de la force électrique lorsqu'on va de *g* vers l'anode. Si cette dernière est assez éloignée, le champ électrique pourra augmenter et atteindre une valeur suffisante pour communiquer aux corpuscules négatifs une énergie cinétique les rendant capables d'ioniser à leur tour. Lorsque ceci se produit le gaz redevient lumineux et nous avons en fait la répétition des phénomènes que nous avons observés dans la lumière négative. L'accroissement de l'ionisation aux points où la décharge est lumineuse provoque une diminution du champ qui devient assez faible pour que l'ionisation ne se produise plus; la luminosité disparaît alors et le courant est, comme dans l'espace sombre de Faraday, transporté par des ions qui ont été produits ailleurs; il se trouve alors un excès d'ions négatifs, il en résulte un accroissement de la force électrique; une ionisation accompagnée de luminosité apparaît à nouveau, et ce processus se répète jusqu'à l'anode.

Nous aurons ainsi des parties brillantes et des parties sombres, comme dans la colonne stratifiée positive. Avec cette manière de voir les parties lumineuses des stratifications correspondent à la lumière négative, les parties obscures à l'espace sombre de Faraday. Ce qui se passe le long de la colonne positive est aussi la répétition de ce qu'on observe au voisinage de la cathode. Différents observateurs tels que, notamment, Spottiswoode et Moulton ⁽¹⁾, Goldstein ⁽²⁾ et Lehmann ⁽³⁾

(¹) SPOTTISWOODE et MOULTON, *Phil. Trans.*, Part I, 1879, p. 205.

(²) GOLDSTEIN, *Wied. Ann.*, t. XI, 1880, p. 831; t. XII, 1881, pp. 90, 249.

(³) LEHMANN, *Die elektrische Entladungen*.

ont fait remarquer les analogies entre la colonne striée positive et les phénomènes qui se passent à la cathode. Goldstein ⁽¹⁾ particulièrement est très net et très explicite lorsqu'il écrit : « Jede einzelne Schicht des positiven Lichtes ist ein dem früher sogenannten negativen oder Kathodenlichte entsprechendes Gebilde und das geschichte positive Licht besteht eigentlich aus einer Aufeinanderfolge von Komplexen negativen Lichtes. » Quelques observateurs ont considéré que la constitution de la colonne positive impliquait nécessairement des discontinuités dans la décharge. Ainsi Spottiswoode et Moulton, par suite de cet aspect strié, considèrent la transmission de l'électricité le long de la colonne positive comme consistant en des décharges indépendantes allant d'une strie à la suivante.

On peut illustrer cette manière de voir en disant que les choses se passent comme lorsqu'une suite d'enfants traverse un ruisseau sur des pierres, chacun sautant sur celle que celui qui le précède vient de quitter. D'après la théorie que nous avons exposée plus haut, une décharge stratifiée n'est pas forcément discontinue.

304. Nous avons montré, paragraphe 43, que si la vitesse des ions est proportionnelle à la force électrique qui agit sur eux, la courbe représentant la relation entre la force électrique en un point et la distance de ce point à l'une des électrodes, est convexe vers l'axe lorsque l'ionisation dans le gaz est plus grande que la recombinaison des ions et concave lorsqu'elle est moindre. La courbe représentant la distribution de la force électrique le long d'une colonne stratifiée positive est cependant (voir *fig. 153*) concave dans les parties brillantes de strates où nous avons supposé l'ionisation plus intense et convexe dans les parties sombres où elle est moindre. Mais dans le cas d'une décharge stratifiée, lorsque la pression du gaz est faible et par suite le libre parcours moyen d'un corpuscule considérable, la vitesse d'un corpuscule en un point ne dépend pas seulement de la grandeur de la force électrique en ce point, mais aussi des forces qui ont agi sur lui antérieurement; par suite, les conditions servant de base au raisonnement du paragraphe 43 ne sont pas applicables dans ce cas.

(1) GOLDSTEIN, *Berlin. Monatsber.*, 4 mai 1876.

Cas d'une décharge non stratifiée et d'une colonne positive d'intensité uniforme.

305. Les corpuscules se recombinaient continuellement les uns aux autres; s'il n'y a donc pas d'ionisation nouvelle, leur nombre doit diminuer continuellement. Si la vitesse d'ionisation égale celle de recombinaison, leur nombre restera constant. Si donc, lorsque l'ionisation commence à l'extrémité anodique de l'espace sombre de Faraday, l'intensité du champ est telle que le nombre d'ions produits pendant l'unité de temps soit juste égal au nombre de ceux qui se recombinaient dans le même temps, le nombre d'ions, l'intensité du champ et par suite l'ionisation et la luminosité resteront constantes le long de la ligne de décharge et nous aurons une colonne positive uniforme. La diminution de l'intensité électrique produite lors d'un accroissement du courant (voir p. 557) résulte du principe formulé page 479 et d'après lequel l'ionisation se produit plus facilement lorsque la densité de courant est grande que lorsqu'elle est faible.

Chute anodique de potentiel.

306. Considérons un point P voisin de l'anode A. Le courant en P est transporté par les corpuscules négatifs produits en des points plus éloignés que P de l'anode et par les ions positifs provenant de cette dernière ou du gaz compris entre P et A. Le fait qu'une quantité considérable d'ions positifs est produit à une faible distance de l'anode est prouvé par ce fait que dans la colonne positive uniforme l'intensité du champ est constante jusqu'au voisinage de l'anode, et lorsque tel est le cas il y a par unité de volume autant d'ions positifs que d'ions négatifs.

S'il y a ainsi production d'ions dans le gaz, l'ionisation au voisinage de l'anode doit être assez intense pour que le nombre d'ions positifs produits dans une couche d'épaisseur extrêmement faible suffise à neutraliser l'effet électrostatique des ions négatifs allant vers l'anode.

Dans ces conditions, si i est le courant, k_1, k_2 les mobilités respectives des ions positifs et négatifs, le nombre d'ions positifs rencontrant l'unité d'aire de la colonne positive dans l'unité de temps sera $\frac{k_1 i}{(k_1 + k_2) e}$, e étant la charge d'un ion. Soit ω le travail nécessité par l'ionisation d'une molécule de gaz, il faut dépenser un travail $\frac{\omega k_1 i}{(k_1 + k_2) e}$ dans la couche mince considérée et ce travail doit être

fourni par le champ électrique dans l'unité de temps. Si donc W représente la différence de potentiel entre les deux feuillets de la couche (l'un d'eux étant constitué par l'anode), le travail électrique dépensé pendant l'unité de temps est $\frac{V k_2 i}{(k_1 - k_2)}$ puisque la quantité d'électricité négative pénétrant dans la couche par unité de temps est $\frac{k_2 i}{(k_1 + k_2)}$. Si l'on suppose que tout le travail électrique est dépensé à ioniser le gaz, il vient

$$\frac{V k_2 i}{(k_1 + k_2)} = \frac{k_1 \omega i}{(k_1 - k_2) e}$$

ou

$$V e = \frac{k_1}{k_2} \omega.$$

C'est là une limite inférieure de V , puisqu'on l'obtient en supposant que tout le travail est dépensé pour ioniser le gaz. Nous avons ainsi une chute finie de potentiel à l'anode. Si nous faisons une hypothèse différente, à savoir que les ions positifs viennent de l'anode, et nous avons vu précisément que le métal ou le gaz absorbé par celui-ci émettait des ions positifs lorsque leur température atteint le rouge, l'étude précédente s'applique encore; ω représente alors l'énergie nécessitée par l'expulsion d'un ion hors du métal, il y a également une chute finie de potentiel à l'anode. Si donc nous provoquons, indépendamment du champ électrique, une décharge d'ions positifs à partir de l'anode, nous diminuerons la chute anodique de potentiel. J'ai trouvé que ceci se vérifie. Le phosphate d'aluminium émet, lorsqu'on le porte au rouge, une grande quantité d'ions positifs.

J'ai trouvé que lorsque l'anode d'un tube à décharge est constituée par un fil recouvert de phosphate d'aluminium et chauffé au rouge, la chute de potentiel à l'anode est considérablement diminuée.

Il ne faut pas oublier que, sauf dans le cas où les ions positifs viennent de l'anode, la méthode servant à déterminer la chute anodique de potentiel en mesurant le potentiel d'un fil situé dans le gaz avoisinant l'anode, n'est pas applicable; dans ce cas, en effet, il n'y a autour du fil que des ions négatifs et le potentiel qu'il prend ne peut être celui du gaz (voir p. 530).

Influence d'une force magnétique sur la décharge.

307. Nous avons vu (voir § 57) que si une particule chargée se meut à travers un gaz en étant soumise à la fois à une force électrique et à une force magnétique, elle suit les lignes de force magnétiques

et non les lignes de force électriques, pourvu toutefois que RH soit grand, H étant la force magnétique et R la mobilité de l'ion. On peut mettre cette condition sous une autre forme en disant qu'une particule chargée, animée d'une vitesse v , suit les lignes de force magnétiques si $\frac{mv}{e}$, rayon du cercle, trajectoire de la particule libre lorsqu'elle se meut à angle droit sur la force magnétique, est faible devant le libre parcours moyen. Ce résultat mis sous cette forme est évident puisque (voir p. 105) les trajectoires libres des particules sont des hélices ayant pour axes les lignes de force magnétiques, et les rayons de ces hélices sont faibles devant le libre parcours moyen. La seule direction suivant laquelle les particules avancent d'une manière appréciable est celle des lignes de force magnétiques. Les particules négatives suivent plus facilement que les positives les lignes de force magnétiques; en effet tout d'abord leur libre parcours moyen est plus grand et de plus la valeur de $\frac{m}{e}$ est plus faible pour elles; nous devons aussi nous attendre à ce que les particules négatives suivent les lignes de force magnétiques alors que le mouvement des positives sera peu affecté. La manière dont se comporte la luminosité négative dans un champ magnétique intense lorsque, comme Plucker l'a montré (voir p. 571), la limite de la luminosité coïncide avec une ligne de force magnétique, montre nettement la tendance qu'ont les particules négatives à suivre les lignes de force magnétiques.

308. Le champ magnétique affectant plus les particules négatives que les particules positives, si la proportion du courant transporté par les ions négatifs varie en différents points, le courant sera plus dévié par le champ magnétique en certains endroits qu'en d'autres. C'est exactement ce qu'on observe avec une décharge stratifiée. Soient A et B les parties brillantes des deux stries consécutives; puisque par hypothèse il y a ionisation en A , plus de particules négatives quittent A du côté anodique qu'il n'en pénètre du côté cathodique. La proportion de courant transportée par les ions négatifs sera dans les parties brillantes plus grande du côté de l'anode que du côté de la cathode; la portion de courant du côté anodique des stratifications brillantes sera par suite plus affectée par le champ magnétique que du côté cathodique. L'effet général produit est donc le même que si le courant était discontinu et tels sont bien, comme nous l'avons vu, les phénomènes que présente la colonne stratifiée dans un champ magnétique.

Effet produit par une diminution du diamètre du tube.

309. Goldstein (voir p. 567) a montré que du côté anodique d'un étranglement on observe une lumière négative.

C'est ce à quoi nous pouvions nous attendre d'après la théorie précédente, car la force électrique est plus intense dans les parties rétrécies que dans les parties plus larges du tube. Nous pouvons le montrer de plusieurs façons. Tout d'abord la densité de courant est plus grande dans les parties rétrécies. Si donc le nombre des ions par centimètre cube y est le même que dans les autres parties, leur vitesse v sera plus grande; par suite, la force électrique sera plus intense. D'autre part, si la densité des ions est plus grande dans la partie rétrécie, comme ceux-ci sont produits par le champ électrique, un nombre d'ions plus grand entraînera l'existence d'un champ électrique plus intense. Ainsi donc, si la force électrique dans la partie étroite est plus grande que dans le reste du tube, les corpuscules qui provenaient du côté anodique du rétrécissement y ont acquis une énergie cinétique considérable, et comme les corpuscules existant dans la luminosité négative, produisent une ionisation très grande accompagnée de lumière.

Une autre raison pour laquelle la force électrique dans un tube étroit est plus grande que dans un tube large est que la perte d'ions par diffusion vers les parois y est plus grande. Lorsque la décharge est à l'état permanent, la vitesse de production des ions doit être égale à la vitesse avec laquelle ils disparaissent. Dans un vase ouvert les ions disparaissent en se recombinant avec d'autres ions ou avec les molécules du gaz, mais dans des tubes quelques ions diffusent vers les parois et sont neutralisés. Cette perte est d'autant plus grande que le tube est plus étroit. La rapidité avec laquelle les ions disparaissent étant plus grande dans les tubes de petit diamètre, la vitesse avec laquelle ils se forment doit également y être plus élevée, et plus grande également la force électrique. Si nous pouvons négliger la diffusion, nous avons (voir p. 496) lorsque l'état permanent est atteint

$$F(Xe\lambda, i) = \gamma.$$

Si l'on a diffusion, nous pouvons montrer aisément que nous devons ainsi modifier cette équation

$$F(Xe\lambda, i) = \gamma + A \frac{\lambda^2}{d^2} \frac{1}{k_0 X},$$

k_0 étant la mobilité de l'ion négatif, λ son libre parcours moyen, d le diamètre du tube et A une constante. Si $F(Xe\lambda)$ est une fonction linéaire de $Xe\lambda$, cette équation peut s'écrire

$$\frac{X}{p} = C + \frac{D}{d^2 p X},$$

où C et D sont des constantes. Dans des tubes larges et pour de faibles courants, X est approximativement proportionnel à la pression.

Entladungstrahlen.

310. E. Wiedemann ⁽¹⁾ a trouvé qu'une décharge électrique émet certains rayons se propageant en ligne droite, arrêtés par tous les solides ou liquides et capables d'exciter la thermo-luminescence (voir p. 623) chez un certain nombre de corps. Il désigne cette émission sous le nom de *Entladungstrahlen*. Hoffmann ⁽²⁾, qui plus tard étudia cette question montra que les *Entladungstrahlen* sont émis par les décharges dans les tubes à vide aussi bien que par les étincelles, et ne sont pas déviés par le champ magnétique. Il trouva qu'ils sont beaucoup plus absorbés par l'acide carbonique que par l'oxygène. L'auteur ⁽³⁾ a montré que ces *Entladungstrahlen* peuvent ioniser les gaz qu'ils traversent; par conséquent une partie de l'ionisation dans le tube, une faible partie il est vrai, leur est due. Ces rayons sont émis par les parties lumineuses de la décharge, c'est-à-dire par la colonne positive lumineuse et particulièrement par les parties brillantes voisines de la cathode. L'espace sombre de Faraday n'en n'émet cependant pas. Ces rayons étant capables d'ioniser le gaz, l'ionisation n'est donc pas entièrement due aux collisions et l'intensité du champ nécessaire pour produire la décharge est inférieure à celle calculée dans l'hypothèse des collisions. La différence doit croître avec l'intensité du courant, et par suite de l'existence des *Entladungstrahlen*; le gradient de potentiel dans le tube aura une tendance à diminuer lorsque l'intensité du courant augmentera.

311. Nous verrons que lorsque la vitesse d'un ion chargé augmente, ce dernier émet une radiation analogue aux rayons de Röntgen; l'énergie ainsi émise par unité de temps est $\frac{2e^2 f^2}{3V}$, e étant la charge

(1) E. WIEDEMANN, *Zeitschr. f. Electrochemie*, 1895, p. 159.

(2) HOFFMANN, *Wied. Ann.*, t. LX, 1897, p. 269.

(3) J.-J. THOMSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. X, 1899, p. 74.

de l'ion, f son accélération et V la vitesse de la lumière. Or les ions qui transportent le courant dans le tube à décharge ont leur mouvement continuellement accéléré par la force électrique; ils ont de plus fréquemment leur vitesse modifiée brusquement par des collisions contre les molécules du gaz; l'accélération qui en résulte est considérable, ils émettent alors une radiation d'autant plus intense que la force électrique l'est elle-même davantage. Telle est, je pense, l'origine des *Entladungstrahlen* de Wiedemann.



CHAPITRE XVIII.

ARC ÉLECTRIQUE.

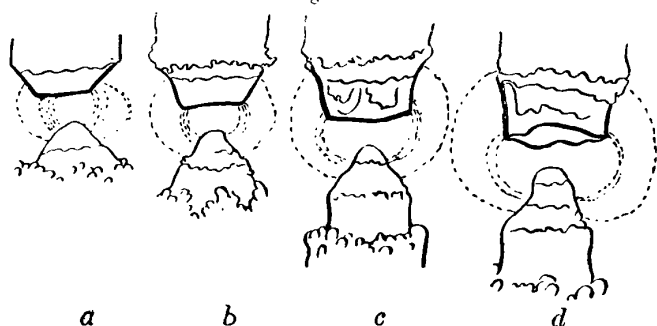
312. Dans le cas de l'étincelle et de la décharge par une pointe, la différence de potentiel entre les électrodes atteint plusieurs centaines de volts, alors que le courant ne dépasse pas une fraction de milli-ampère. Avec l'arc électrique que nous allons maintenant considérer, et pour lequel les électrodes sont portées à l'incandescence, la différence de potentiel est beaucoup plus faible, tandis que le courant prend une intensité considérable, pouvant atteindre plusieurs ampères. Nous pouvons produire la décharge par arc avec une batterie d'accumulateurs de faible résistance, en nombre suffisant pour donner une différence de potentiel de 60 à 80 volts; nous en relierons les pôles à deux crayons de charbon amenés tout d'abord au contact; un courant électrique les traversera et échauffera le point où ils se touchent; si, lorsque le courant sera établi, on les écarte, une décharge brillante transportant un courant de plusieurs ampères passera d'un charbon à l'autre. Cette décharge, désignée sous le nom d'*arc électrique*, est caractérisée par un dégagement intense de chaleur et de lumière; elle a par suite une importance pratique considérable.

La lumière est émise par les extrémités des crayons de charbon qui sont portées à une vive incandescence. La température de l'extrémité positive est beaucoup plus élevée que celle de l'extrémité négative. D'après Violle (1) la température de la première serait de 3500° C., celle de la seconde de 2700° C. Quant à la température de l'arc lui-même, elle serait d'après lui supérieure à celle des électrodes. Les deux charbons, semblables au début, présentent bientôt des différences d'aspect très marquées. Le crayon positif se creuse en cratère, tandis que le crayon négatif conserve la forme pointue qu'il avait au début. Les deux charbons perdent en général du poids, le positif plus cependant que le négatif. La figure 188 donne l'aspect

(1) VIOLLE, *Comptes rendus*, t. CXV, 1892, p. 1273.

qu'ils présentent; elle est due à Mrs Ayrton⁽¹⁾; *a* et *b* montrent l'aspect de l'arc lorsqu'il est silencieux, *d* celui qu'on observe lorsqu'il siffle.

Fig. 188.



Quelquefois un champignon se forme à la pointe de l'électrode négative.

La température du cratère positif reste pratiquement constante lorsque le courant varie; Waidner et Burgess⁽²⁾ ont trouvé que lorsque le courant passe de 15 à 30 ampères, la température de l'anode augmente seulement de 70°. Un accroissement de courant provoque en effet un accroissement de la surface du cratère lumineux, et la quantité de lumière émise par unité de surface reste constante. La température du cratère est probablement celle de volatilisation du carbone. E.-W. Wilson⁽³⁾ a montré que lorsqu'on produit l'arc dans un gaz sous pression élevée, par exemple 20^{atm}, l'éclat du cratère positif est sensiblement moindre qu'à la pression atmosphérique; dans une étude postérieure il a attribué cet effet à une augmentation de l'absorption de la lumière par le gaz environnant.

Relation entre la différence de potentiel, la longueur de l'arc et le courant.

313. Soit V la différence de potentiel entre les électrodes, l la longueur de l'arc. Fröhlich⁽⁴⁾ a montré que l'on a la relation linéaire

$$V = m + nl.$$

où m et n sont des constantes, c'est-à-dire indépendants de l .

⁽¹⁾ MRS AYRTON, *Proc. Inst. Electrical Engineers*, t. XXVIII, 1899, p. 400.

⁽²⁾ Waidner et Burgess, *Phys. Rev.*, t. XIX, 1904, p. 241.

⁽³⁾ E.-W. WILSON, *Proc. Roy. Soc.*, t. LVIII, 1895, p. 174; t. LX, 1897, p. 377.

⁽⁴⁾ Fröhlich, *Elektrotechnische Zeitschrift*, t. IV, 1883, p. 150.

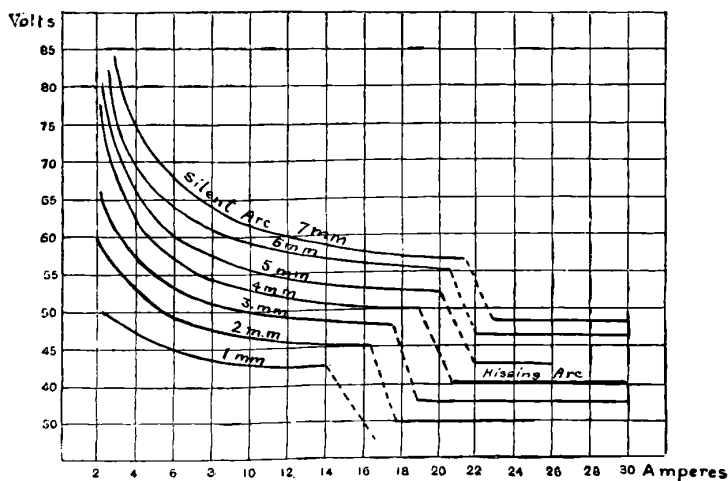
Mrs Ayrton (1) montra que m et n sont fonctions du courant i passant dans l'arc et qu'on a

$$V = \alpha + \frac{\beta}{i} + \left(\gamma + \frac{\delta}{i} \right),$$

où α , β , γ , δ sont des constantes.

Ayrton (2) fit une longue série d'expériences pour déterminer la relation reliant la différence de potentiel et le courant à travers l'arc. La figure 189 donne quelques-unes des courbes représentant les résul-

Fig. 189.



tats de ces expériences. Les ordonnées correspondent à la différence de potentiel et les abscisses au courant. Nous voyons d'après elles que, dans le cas d'un arc silencieux, à un accroissement du courant correspond une diminution de la différence de potentiel, tandis que lorsque l'arc siffle, la différence de potentiel est indépendante du courant.

Les constantes m et n de la formule de Fröhlich ont été mesurées par de nombreux expérimentateurs; par Fröhlich lui-même, par Edlund (3), Peukert (4), von Lang (5), Gross et Shephardt (6), Nebel (7),

(1) MRS AYRTON, *The Electric Arc*, chap. IV.

(2) W.-E. AYRTON, MRS AYRTON, *The Electric Arc*.

(3) EDLUND, *Pogg. Ann.*, t. CXXXIV, 1868, p. 251, 337.

(4) PEUKERT, *Zeitschrift für Electrotechnik*, Wien, t. III, 1885, p. 111.

(5) VON LANG, *Wied. Ann.*, t. XXVI, 1885, p. 145; t. XXXI, 1887, p. 384.

(6) GROSS et SHEPHARDT, *Proc. Amer. Acad. of Sciences*, 1886, p. 2.

(7) NEBEL, *Centralblatt für Elektrotechnik*, t. VIII, 1886, p. 517, 619.

Arons ⁽¹⁾, Luggin ⁽²⁾. Pour des électrodes de carbone dans l'air à la pression atmosphérique m est égal à environ 39 volts, et varie quelque peu avec la grosseur et la pureté des charbons. Sa valeur diminue lorsqu'on les a plongés dans une solution saline; les valeurs de n données par les différents expérimentateurs sont très variables. Ceci provient de ce qu'ils ont employé des courants d'intensité différente, car, comme Mrs Ayrton l'a montré, ce coefficient dépend du courant et diminue lorsque ce dernier augmente. Si l'on remplace les crayons de charbon par des électrodes métalliques, la valeur de m dépend de la nature du métal et est en général d'autant plus grande que la température de volatilisation de celui-ci est elle-même plus élevée. Voici en volts les valeurs de m données par von Lang ⁽³⁾ pour des électrodes de différentes substances : C = 35, Pt = 27,4, Fe = 25, Ni = 26,18, Cu = 23,86, Ag = 15,23, Zn = 19,86, Cd = 10,8. Lecher ⁽⁴⁾ donne les valeurs suivantes : Pt = 28, Fe = 20, Ag = 8. Arons ⁽⁵⁾ trouva pour Hg, 12,8; dans ce cas, la chute de potentiel dans l'arc est elle-même anormalement faible.

Il faut noter pour interpréter ces résultats qu'avec certaines électrodes l'arc est intermittent. Lecher a montré que tel est le cas avec des électrodes de platine et de fer, et Arons qu'il en est de même avec le mercure. On n'a pu déceler d'intermittence avec le carbone, l'argent ou le cuivre. Les différences de potentiel données plus haut sont des valeurs moyennes; si l'arc est intermittent, elles peuvent différer beaucoup des valeurs instantanées correspondant au passage de l'arc.

Si les deux électrodes sont constituées par des substances différentes la différence de potentiel peut dépendre du sens du courant. Ce cas s'observe particulièrement avec une électrode de carbone et une électrode métallique. L'arc se produit beaucoup plus facilement lorsque le carbone est à l'électrode négative et le métal au pôle positif que dans le cas contraire. Cet effet est suffisamment marqué pour que, si l'on relie les deux pôles à ceux d'une force électromotrice alternative, l'arc passe seulement dans le sens pour lequel le carbone est négatif, la différence de potentiel étant insuffisante pour le provoquer dans la direction inverse. Nous renvoyons pour des expériences sur ce sujet

⁽¹⁾ ARONS, *Wied. Ann.*, t. LVIII, 1896, p. 73.

⁽²⁾ LUGGIN, *Wien. Ber.*, t. XCVIII, 1889, p. 1192.

⁽³⁾ V. LANG, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 384.

⁽⁴⁾ LECHER, *Wied. Ann.*, t. XXXIII, 1888, p. 609.

⁽⁵⁾ ARONS, *Wied. Ann.*, t. LVIII, 1896, p. 73.

aux Mémoires de Blondel ⁽¹⁾, Buddell et Marchant ⁽²⁾, Eichberg et Kallir ⁽³⁾.

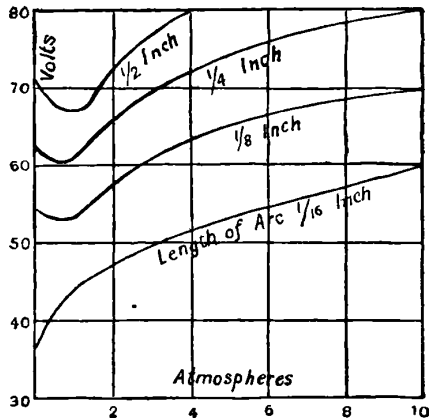
Métaux n'entretenant pas l'arc.

314. Avec certains métaux l'arc a une grande tendance à s'éteindre et ne se maintient que difficilement. C'est le cas par exemple du laiton, du cadmium et du bismuth. Cette propriété très employée dans certains cas a été étudiée par Wurtz ⁽⁴⁾. Elle dépend beaucoup des dimensions et de la forme des électrodes, aussi bien que de la substance dont elles sont formées. Les conditions qui permettent un refroidissement rapide des extrémités des électrodes sont favorables à l'extinction.

Influence de la pression sur la différence de potentiel.

315. La différence de potentiel n'est pas indépendante de la pression du gaz à travers lequel l'arc se produit. Duncan, Rowland et Todd ⁽⁵⁾ ont fait des séries étendues d'expériences sur ce point. La figure 190

Fig. 190.



donne une représentation graphique des résultats de leurs expériences. On peut voir que pour des arcs courts la différence de potentiel

⁽¹⁾ BLONDEL, *Comptes rendus*, t. CXXVII, 1898, p. 1016; t. CXXVIII, 1898, p. 727.

⁽²⁾ DUDDELL et MARCHANT, *Inst. Elect. Eng.*, t. XXVIII, 1899, p. 1.

⁽³⁾ EICHBERG et KALLIR, *Wien. Sitz.*, t. CVII, 1898, p. 657.

⁽⁴⁾ WURTZ, *Lum. Elect.*, t. XLV, 1892, p. 79.

⁽⁵⁾ DUNCAN, ROWLAND et TODD, *Electrician* t. XXXI, p. 60.

croît constamment avec la pression, tandis que pour des arcs plus longs il existe une pression critique à laquelle correspond un minimum de la différence de potentiel:

Cette pression critique semble croître avec la longueur de l'arc.

Hoerburger (1) a également déterminé l'influence de la pression sur la différence de potentiel. Il trouva que la différence de potentiel diminuait avec la pression du gaz environnant jusqu'à ce qu'elle ait atteint une certaine valeur, 1^{mm} de mercure dans ses expériences, à partir de laquelle la différence de potentiel devenait indépendante de la pression.

Influence de la nature du gaz sur la différence de potentiel.

316. La nature du gaz a une influence sur l'arc; c'est ainsi qu'il est difficile d'obtenir de bons arcs dans l'hydrogène pur; ceci est dû en partie au moins au refroidissement par convection des électrodes, plus grand dans ce gaz. Arons (2) mesura la différence de potentiel nécessaire pour produire un arc de 1^{mm},5 de longueur, transportant un courant de 4,5 ampères entre des électrodes formées de métaux différents dans l'air et l'azote pur. Ses résultats sont donnés dans le Tableau suivant :

Nature des électrodes.	Différence de potentiel.		Nature des électrodes.	Différence de potentiel	
	Air.	Azote.		Air.	Azote.
Ag.	21	?	Pt.	36	30
Zn.	23	21	Al.	39	27
Cd.	25	21	Pb.		18
Cu.	27	30	Mg.		22
Fe.	29	20			

Le cas de l'argent est intéressant; il donne de bons arcs dans l'air, mais Arons ne put en obtenir dans l'azote pur. Il attribue ce fait à l'absence de combinaisons chimiques entre l'argent et l'azote. Il peut dans les autres cas mettre en évidence la formation d'azotures; sauf pour le cuivre, qui fait exception, la différence de potentiel dans l'hydrogène est plus faible que dans l'air: la différence n'est pas sensible avec le fer et l'aluminium.

Arons fit également des expériences dans l'hydrogène, mais il rencontra une très grande difficulté à maintenir l'arc dans ce gaz

(1) HOERBURGER, *Beiblätter*, t. XXIX, 1905, p. 883.

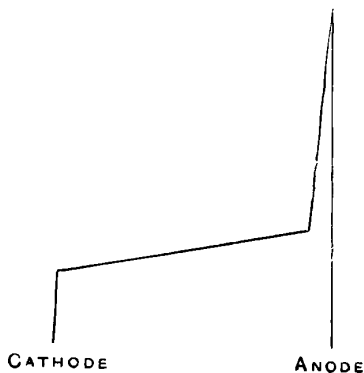
(2) ARONS, *Ann. der Phys.*, t. I, 1900, p. 700.

et put seulement l'obtenir en utilisant des courants intenses et en maintenant le gaz à basse pression. Le cadmium, le zinc et le magnésium sont les métaux qui donnent les meilleurs arcs dans l'hydrogène.

Il ne faut pas oublier que dans ces cas, puisque le métal ou le carbone sont volatilisés, l'arc passe à travers un mélange de vapeur du métal et d'air, d'azote ou d'hydrogène, suivant le gaz dans lequel les électrodes sont plongées. Les conditions de l'expérience sont de ce fait très complexes. La présence de la vapeur métallique complique l'interprétation de l'influence d'une variation de pression du gaz environnant, puisque nous ne connaissons pas la pression de cette vapeur.

317. La distribution du potentiel entre les électrodes présente en général quelques points caractéristiques; on observe une chute considérable de potentiel au voisinage de l'anode, une plus faible au voisinage de la cathode, et un gradient de potentiel très faible dans l'espace qui les sépare. La courbe (*fig. 191*) en montre les traits généraux.

Fig. 191.



Elle présente de nombreux points communs avec celle de la distribution du potentiel entre deux électrodes portées à des températures élevées dans les flammes. Luggin (¹) trouva qu'avec des électrodes de charbon et un courant de 15 ampères, on avait une chute de potentiel de 33,7 volts au voisinage de l'anode et une de 8,7 volts au voisinage de la cathode. La différence entre ces deux chutes de potentiel n'est pas aussi considérable avec des électrodes de fer ou de cuivre qu'avec des électrodes de carbone. Avec des électrodes de

(¹) LUGGIN, *Centralblatt für Electrotechnik*, t. X, 1888, p. 567.

mercure, Arons trouva une chute cathodique de 5,4 volts, et une chute anodique de 7,4 volts. Lorsqu'on fait croître le courant suffisamment pour que la décharge passe du régime de l'arc tranquille à celui de l'arc sifflant on observe une chute brusque de potentiel. Luggin ⁽¹⁾ et Mrs Ayrton ⁽²⁾ ont montré que cette chute de potentiel se produit presque entièrement au voisinage de l'anode; le gradient de potentiel dans les autres parties de l'arc est peu modifié.

318. Fleming ⁽³⁾ a fait quelques expériences très démonstratives sur le rôle joué dans la décharge par arc par chacune des électrodes. Dans ces expériences il employait une troisième électrode exploratrice en charbon, qu'il introduisait dans l'arc, ou bien encore, ce qui était préférable, qu'il disposait en dehors dans la partie non troublée; il dirigeait alors l'arc sur elle au moyen d'un aimant. Fleming trouva que lorsqu'on relie la troisième électrode au pôle négatif de l'arc par un circuit renfermant une batterie de plusieurs éléments et un galvanomètre, on observe un courant dans le circuit avec une très faible force électromotrice lorsque le courant va de l'électrode froide disposée dans l'arc à l'électrode négative à travers ce dernier, alors qu'il ne passe rien dans la direction opposée; on peut exprimer autrement ce résultat en disant qu'avec une électrode chaude et une électrode froide, un courant peut circuler dans la direction pour laquelle l'électricité négative s'échappe de l'électrode chaude à travers le gaz et non dans la direction opposée. Ainsi, quoique dans les arcs ordinaires l'électrode positive soit la plus chaude, cette expérience montre qu'une haute température de l'électrode négative est une condition essentielle de la décharge par arc; si nous pouvons maintenir la température de l'électrode négative par d'autres moyens, nous pouvons obtenir une décharge, quoique la température de l'électrode positive soit relativement basse. Mais aucun arc ne passe si l'électrode négative est froide.

Fleming trouva que si l'on relie l'électrode exploratrice à l'électrode positive, sans introduire aucune batterie dans le circuit, il passe un courant suffisant pour faire tinter une sonnerie électrique ou porter à l'incandescence une lampe électrique disposée entre l'électrode et le crayon positif : il ne passe au contraire aucun courant appréciable si l'électrode est reliée au crayon négatif. Ce résultat montre que le

(1) LUGGIN, *Wien. Sitz.*, t. XCVIII, 1889, p. 1192.

(2) MRS AYRTON, *The electric Arc*.

(3) FLEMING, *Proc. Roy. Soc.*, t. XLVII, 1890, p. 123.

potentiel de l'électrode exploratrice est presque égal à celui de la cathode. De ces expériences Fleming conclut que la décharge par arc consiste en un torrent de particules de carbone chargées négativement et issues de la cathode; ces particules transportent le courant et, frappant l'anode avec une grande violence, la creusent comme le ferait un jet de sable.

319. Les phénomènes qui accompagnent l'émission d'électricité par les corps incandescents (*voir* Chap. VIII) semblent apporter une explication quelque peu différente de la décharge par arc. Nous savons qu'un corps incandescent, tel qu'un fragment de carbone, même à une température beaucoup inférieure à celle qu'atteignent les électrodes dans l'arc, émet des corpuscules négatifs en quantité correspondant à un courant de l'ordre d'un ampère par centimètre carré de surface incandescente; nous savons en outre que cette quantité de corpuscules croît très rapidement avec la température. C'est ainsi que dans l'arc à la température du charbon négatif l'émission correspond probablement à un courant d'un grand nombre d'ampères par centimètre carré de surface chaude. Si l'on pouvait maintenir d'une façon indépendante un morceau de carbone à une température aussi haute, et s'en servir comme électrode négative, on pourrait faire passer un courant à travers le gaz, quelle que soit la température de la seconde électrode.

Supposons d'abord l'anode froide, le courant serait alors transporté entièrement par des ions négatifs; il y aurait donc des ions négatifs libres dans l'intervalle entre les électrodes. La force électrique augmenterait donc lorsque nous allons de la cathode à l'anode et le courant croîtrait rapidement avec la différence de potentiel. Supposons maintenant que l'anode s'échauffe et qu'une partie du gaz en contact avec elle et qui peut être ionisé fournisse un supplément d'ions positifs. Le courant ne sera plus alors transporté entièrement par des ions négatifs; cependant, comme la mobilité de ces derniers est beaucoup plus grande à ces hautes températures que celle des ions positifs, ce sont eux qui transporteront la plus grande partie du courant. Mais la présence des ions positifs modifie considérablement la distribution du potentiel entre les électrodes; ceux-ci diffusent dans la région où se produit la décharge jusqu'à ce qu'ils soient sensiblement égaux en nombre aux ions négatifs; la force électrique est alors sensiblement uniforme entre les électrodes, sauf dans leur voisinage, et nous avons une distribution analogue à celle donnée (*fig.* 55

p. 233) tirée d'un Mémoire de M. H.-A. Wilson sur la conductibilité à travers les gaz chauds, et qui donne la distribution du potentiel entre deux électrodes chaudes. Si on la compare à la figure 191, on peut voir qu'elle présente une grande analogie avec la distribution du potentiel entre les électrodes dans la décharge par arc. Nous considérerons la décharge par arc comme analogue à celle qui se produit entre des électrodes incandescentes; la seule différence entre elles est que dans ce dernier cas on maintient la température des électrodes par des moyens extérieurs, alors que dans l'arc c'est l'énergie mise en jeu par la décharge elle-même qui y suffit; il faut pour cela que la différence de potentiel et le courant ne soient pas inférieurs à une valeur déterminée. Si l'on maintient la température grâce à une source extérieure, la plus faible différence de potentiel suffit à faire passer le courant.

D'après cette conception, la cathode est bombardée par les ions positifs qui maintiennent sa température à une valeur suffisamment élevée pour qu'elle émette des corpuscules négatifs. Ceux-ci, qui sont transportés par la décharge en beaucoup plus grand nombre que les autres, viennent frapper l'anode et la portent à l'incandescence; ils forment d'autres ions directement par collision ou indirectement en élevant la température de l'anode; le gaz ou la vapeur du métal qui constitue celle-ci produit le supplément d'ions positifs qui portent la cathode à l'incandescence. On voit par là que le caractère essentiel est la température élevée de la cathode, puisque c'est elle qui fournit la plus grande partie des transporteurs de courant; l'anode doit en général être chaude, sinon elle ne peut fournir le supplément d'ions positifs qui frappent la cathode et l'échauffent. Lorsque par exemple on dispose une troisième électrode dans l'arc et dont on se sert comme anode, on peut considérer l'arc comme ayant deux anodes. Si l'une d'elles suffit pour maintenir la température de la cathode, on peut obtenir un arc entre cette dernière et l'autre, même lorsque celle-ci est froide (1).

Nous pouvons montrer la transition entre la luminosité et la décharge par arc d'une manière très nette en employant une cathode de platine recouverte de chaux et portée au rouge par un courant

(1) Stark, dans un Mémoire (*Ann. der Phys.*, t. XII, 1903, p. 673) publié presque en même temps que la 1^{re} édition de cet Ouvrage, donne une théorie de l'arc qui sur beaucoup de points concorde avec celle donnée ici (voir STARK et CASSUTO, *Phys. Zeits.*, t. V, 1904, p. 264).

électrique. Une soudure thermoélectrique est soudée à la feuille de platine et mesure sa température, l'anode est constituée par une plaque métallique froide et le gaz dans le tube à décharge est à basse pression. Les électrodes sont reliées aux pôles d'une batterie, dont on fait croître graduellement le nombre d'éléments. On a déjà décrit (voir p. 476) ce qui se passe lorsque le nombre d'éléments est faible. La température de la cathode n'est pas alors sensiblement accrue par le courant. Si l'on continue à augmenter le nombre des éléments on atteint un moment où la température de la cathode commence à croître; l'augmentation du courant qui traverse le tube n'est pas très grande, car la différence de potentiel entre l'anode et la cathode tombe très rapidement malgré l'accroissement de la force électromotrice appliquée au reste du circuit. Puis la température de la cathode et le courant qui traverse le tube augmentent avec une grande rapidité, la cathode devient très chaude et le courant passe de quelques milliampères à plusieurs ampères, la différence de potentiel entre l'anode et la cathode tombent alors à 30 volts environ. La température élevée de la cathode est due au choc des ions positifs; nous pouvons alors supprimer le courant utilisé pour échauffer la cathode, cette dernière reste chaude et l'arc continue à passer.

Si en faisant passer le courant nous pouvons élever jusqu'au blanc la température de la cathode avant de faire agir le champ électrique, l'arc s'amorce presque immédiatement; l'expérience sous cette forme est difficile à réaliser, car la lame cathodique doit être mince pour être suffisamment échauffée par le courant et généralement fond dès que l'arc a passé pendant quelques secondes.

320. Les conditions qui déterminent le courant lorsqu'une force électromotrice donnée est appliquée au circuit comprenant l'arc sont que l'énergie fournie à la cathode et à l'anode soit suffisante pour maintenir cette dernière à l'incandescence. Nous ne connaissons pas les valeurs qui nous permettraient de faire un calcul numérique, mais la mise sous une forme analytique des conditions énoncées plus haut nous permettra cependant d'éclairer et de préciser cette théorie.

Nous avons vu que le nombre de corpuscules qu'émet un corps chaud par seconde et par unité d'aire croît très rapidement avec la température et peut être avec une très grande approximation représenté par la formule $A\theta^2 \varepsilon^{-\frac{w}{\theta}}$, θ étant la température absolue. Nous désignerons cette fonction par $f(\theta)$, où θ représente la tempé-

rature et ω_1 la surface de la partie lumineuse de la cathode. Le nombre de corpuscules qui en émanent par seconde est alors égal à $\omega_1 f(\theta)$. Si i désigne le courant, R_1 et R_2 les mobilités des ions positifs et négatifs, la fraction de courant transportée par les ions négatifs est

$$\frac{R_2 i}{R_1 + R_2}$$

et cette expression divisée par e , charge d'un ion, est égale au nombre d'ions négatifs traversant par seconde une section de l'arc. Nous avons donc

$$(1) \quad \frac{R_2}{R_1 + R_2} \frac{i}{e} = \omega_1 f(\theta).$$

Considérons maintenant les conditions d'équilibre de température de la cathode. Soit $\omega_1 \Phi(\theta)$ la vitesse avec laquelle elle perd de la chaleur par radiation et conduction, ω le travail dépensé lorsqu'elle émet un corpuscule; pour maintenir l'équilibre de température il faut fournir à la cathode par seconde

$$\frac{\omega}{e} \frac{R_2}{R_1 + R_2} i + \omega_1 \Phi(\theta).$$

Cette énergie est fournie par les ions positifs qui la frappent dans l'unité de temps; leur nombre est

$$\frac{R_1}{R_1 + R_2} \frac{i}{e}.$$

Nous supposons que l'énergie qu'ils possèdent leur a été communiquée par leur passage à travers la différence de potentiel qui existe entre l'anode et la cathode. Désignons-la par E_0 . En égalant la perte d'énergie au gain en une seconde, il vient

$$E_0 \frac{R_1}{R_1 + R_2} i = \omega \frac{R_2}{R_1 + R_2} \frac{i}{e} + \omega_1 \Phi(\theta)$$

ou

$$(2) \quad E_0 = \frac{\omega}{e} \frac{R_2}{R_1} + \omega_1 \frac{R_1 + R_2}{R_1} \frac{\Phi(\theta)}{i}.$$

Soient θ_1 la température et ω_2 la surface de la partie chaude de l'anode, $\omega_2 \psi(\theta_1)$ l'énergie dépensée en une seconde par radiation, conduction et vaporisation, W le travail nécessaire pour produire un ion positif.

Le nombre d'ions positifs produits dans l'unité de temps est

$$\frac{R_1}{R_1 + R_2} \frac{i}{e}.$$

Le travail absorbé par seconde à la cathode est

$$\omega_2 \psi(\theta_1) + \frac{R_1}{R_1 + R_2} \frac{W i}{e}.$$

Le nombre d'ions négatifs frappant l'anode par seconde est

$$\frac{R_2}{R_1 + R_2} \frac{i}{e}.$$

Supposons que l'énergie avec laquelle ils frappent l'anode provienne de leur passage à travers la chute anodique de potentiel E_1 . Égalons l'énergie perdue par seconde par l'anode à l'énergie acquise pendant le même temps, nous avons

$$E_1 \frac{R_2}{R_1 + R_2} i = W \frac{R_1}{R_1 + R_2} \frac{i}{e} + \omega_2 \psi(\theta_1)$$

ou

$$(3) \quad E_1 = \frac{W}{e} \frac{R_1}{R_2} = \omega_2 \frac{\psi(\theta_1) (R_1 + R_2)}{i R_2};$$

θ_1 , comme nous l'avons vu, ne dépend pas du courant, mais seulement de la substance qui constitue l'anode.

Si E est la force électromotrice extérieure agissant dans le circuit, $R i$ la résistance des conducteurs, $E - R i$ est la différence de potentiel entre les électrodes. Lorsque l'arc est assez court pour que nous puissions négliger les variations de potentiel suivant son axe, en ne considérant que celles qui se produisent à l'anode et à la cathode, cette différence de potentiel est égale à $E_0 + E_1$; par suite nous avons

$$(4) \quad E - R i = E_0 + E_1.$$

Nous avons ainsi quatre équations (1), (2), (3), (4), pour déterminer les quatre quantités θ , i , E_0 et E_1 .

Mrs Ayrton a montré que ω_2 , surface du cratère, est une fonction linéaire du courant et peut être représentée par une équation de la forme $\omega_2 = a + b i$; si ω_1 suit la même loi, les équations (2) et (3) donnent à penser que $E_0 + E_1$ est de la forme $\alpha + \frac{\beta}{i}$, où α et β sont indépendants de i . Ce résultat concorde avec les résultats des expériences faites sur la relation entre le courant à travers l'arc et la différence de potentiel entre les électrodes.

321. Posant

$$(5) \quad E = R i + \alpha + \frac{\beta}{i},$$

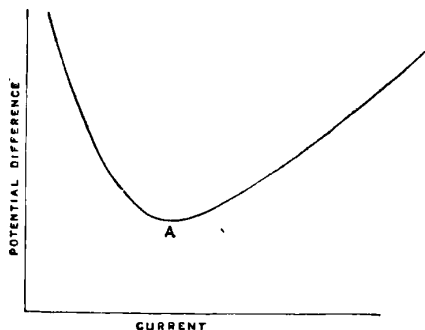
nous voyons que la courbe représentant cette relation est une hyper-

bole, E est minimum au point A , sa valeur en ce point est égale à

$$2\sqrt{\beta R} + \alpha.$$

La portion de courbe à gauche de A correspond à un fonctionne-

Fig. 192.



ment instable. Supposons que le courant passe de la valeur i_0 à la valeur $i_0 + x$ et qu'on ait une self-induction L dans le circuit extérieur; soit E' la force électromotrice constante de la batterie. Nous avons dans ce circuit, d'après (5),

$$E' - L \frac{dx}{dt} = R(i_0 + x) \quad x = \frac{\beta}{i_0 + x}$$

ou, puisque x est petit,

$$-L \frac{dx}{dt} = x \left(R - \frac{\beta}{i_0^2} \right)$$

ou

$$x = C e^{\frac{t}{L} \left(\frac{\beta}{i_0^2} - R \right)}.$$

A gauche de A , $\frac{\beta}{i_0^2} - R$ est positif, x croît donc indéfiniment avec t et le courant est instable; à droite cette même quantité est négative et x tend vers 0 lorsque le temps croît, le courant est donc stable dans ces conditions. Ainsi, pour que l'arc soit stable, le courant doit être inférieur à la valeur correspondant à A , c'est-à-dire à $\left(\frac{\beta}{R} \right)^{\frac{1}{2}}$; par suite, si i_m est le courant minimum, E_m la force électromotrice extérieure minimum, nous avons

$$i_m = \left(\frac{\beta}{R} \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$E_m = 2(\beta R)^{\frac{1}{2}} + \alpha;$$

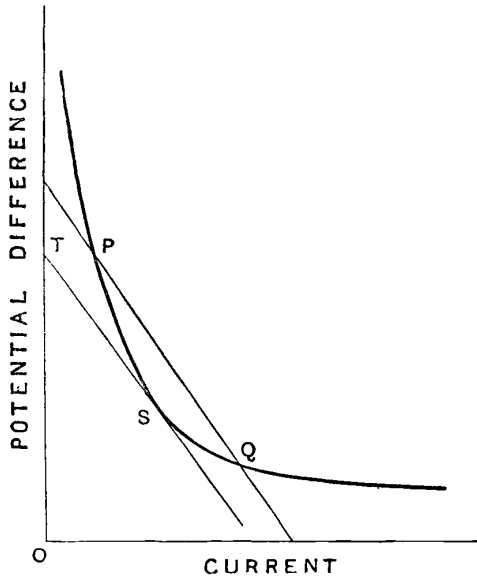
ou bien, si la force électromotrice extérieure est E , l'arc s'éteindra

si la résistance extérieure R est plus grande que

$$\frac{(E - \alpha)^2}{4\beta}.$$

Ainsi, prenons un exemple numérique; considérons le cas d'un arc de 6mm de longueur et pour lequel la courbe représentant la relation entre le courant et la différence de potentiel entre les électrodes est représentée par la figure 189. D'après cette courbe, nous trouvons que $b = 3,4 \times 10^8$ en unités absolues; nous pouvons prendre α égal à 40 volts, ou en unités absolues à 4×10^9 , si E force électromotrice

Fig. 193.



dans le circuit extérieur est égale à 80 volts, soit 8×10^9 unités absolues. Nous trouvons que l'arc s'éteindra si la résistance du circuit est plus grande que

$$\frac{16 \times 10^{18}}{4 \times 3.4 \times 10^8} = 1.2 \times 10^{10} = 12 \text{ ohms.}$$

322. On peut traiter graphiquement le problème en traçant la courbe

$$y = F(i),$$

et la droite

$$y = E - Ri,$$

au lieu de la courbe

$$E = Ri + F(i).$$

Si la droite rencontre la courbe en deux points P et Q (fig. 193),

nous pouvons montrer comme précédemment que le fonctionnement correspondant à P est instable et que le courant pour la différence de potentiel extérieure et la résistance donnée est représenté par l'abscisse du point Q. Si la résistance est trop grande, la droite ne rencontre pas la courbe; si elle est trop faible, le point Q est si loin que la valeur correspondante du courant est trop grande pour un arc silencieux et qu'il se forme nécessairement un arc sifflant.

Le courant minimum correspondant à une résistance extérieure donnée correspond au point S où la tangente à la courbe est parallèle à la ligne $y = - Ri$. Le courant correspondant à S est le courant minimum et la valeur de OT, T étant le point où la tangente en S coupe l'axe des $i = 0$, est celle de la force électromotrice minimum.

Pour trouver la valeur maximum de R pour laquelle un arc peut encore se maintenir, avec une force électromotrice E_1 , prenons $ON = E_1$, et traçons à partir de N une tangente à la courbe. Si cette tangente rencontre l'axe $y = 0$ en M, $\frac{ON}{OM}$ donne la résistance cherchée.

Arc sifflant.

323. Lorsqu'on fait croître le courant au delà d'une certaine valeur, la différence de potentiel entre les électrodes tombe dans le cas d'électrodes de charbon à environ 8 à 10 volts, et ne varie pas lorsque le courant croît; lorsqu'on a atteint cette période, l'arc émet un sifflement. Mrs Ayrton qui a étudié l'arc sifflant a montré qu'il se produit lorsque l'incandescence de l'anode se propage au delà du cratère et atteint les extrémités des électrodes (*voir figure 188*). c et a représentent les apparences présentées par un arc sifflant et par un arc tranquille. Le sifflement de l'arc est en connection étroite avec l'oxydation des électrodes par l'air; lorsque, en effet, l'incandescence s'étend autour des extrémités des électrodes, le carbone incandescent n'est plus protégé de l'oxydation par la vapeur de carbone. C'est alors que l'arc siffle. Mrs Ayrton (1) a montré que si l'arc est produit en vase clos, un accroissement de courant ne le fait plus siffler si l'oxygène renfermé dans le vase a été entièrement brûlé; le sifflement, au contraire, se reproduit lorsqu'on introduit à nouveau de l'oxygène.

Nous pouvons voir pourquoi une combinaison chimique tend à faire diminuer la différence de potentiel entre les électrodes de l'arc.

(1) MRS AYRTON, *The electric Arc*.

La chaleur mise en liberté par la combustion des électrodes tend, en effet, à maintenir ces dernières à l'incandescence; la totalité de l'énergie que cela nécessite n'a donc pas à être entièrement fournie par le champ électrique. Trotter (1) a montré que certaines parties de l'arc varient rapidement dans la période instable entre l'arc tranquille et l'arc sifflant.

Action d'un champ magnétique sur l'arc.

324. L'arc est dévié par un champ magnétique dans le même sens que le serait un conducteur flexible transportant un courant de même sens que celui qui y circule. La trajectoire courbe correspond à un chemin plus long et l'influence du champ magnétique sur la différence de potentiel présente le même caractère qu'un accroissement de longueur; de même qu'on peut éteindre un arc en l'allongeant, on peut l'éteindre avec un champ magnétique intense.

(1) TROTTER, *Proc. Roy. Soc.*, t. LVI, 1894, p. 262.

CHAPITRE XIX.

RAYONS CATHODIQUES.

323. On a fait sur ces rayons des observations si nombreuses et tiré de leur étude des conclusions si importantes, qu'il est indispensable de leur consacrer un Chapitre spécial. Nous avons déjà (Chap. XII) étudié leur réflexion et leur absorption, nous examinerons maintenant leurs autres propriétés et la manière de les produire.

Ils furent découverts par Plücker (1) en 1859. Ce physicien observa, au voisinage de la cathode, dans un tube de verre où le vide avait été poussé assez loin, une phosphorescence jaune verdâtre, et remarqua que les taches phosphorescentes changeaient de position lorsqu'on en approchait un aimant. Mais cette déviation n'était pas de la même nature que celle du reste de la décharge qu'il avait comme nous l'avons vu étudiée déjà.

Plücker attribua cette phosphorescence à des courants allant de la cathode aux parois du tube et laissant pour une raison ou pour une autre une trace de leur passage.

Hittorf (2), élève de Plücker, reprit la question. C'est à lui que nous devons la découverte de ce fait qu'un corps solide placé entre une cathode en forme de pointe et les parois du vase projette sur ces dernières une ombre nette. La forme de cette ombre dépend seulement de celle du corps, qu'il soit opaque, transparent, isolant ou conducteur. Goldstein (3) confirma et étendit cette observation. Il trouva qu'un petit objet placé au voisinage de la cathode projetait une ombre nette quoique pas très bien délimitée, et dont la surface était supérieure à celle du corps.

Cette observation avait une grande importance. Elle montrait en effet que les rayons provoquant la phosphorescence partaient de

(1) PLÜCKER, *Pogg. Ann.*, t. CVII, 1859, p. 77; t. CXVI, 1862, p. 45.

(2) HITTORF, *Pogg. Ann.*, t. CXXXVI, 1869, p. 8.

(3) GOLDSTEIN, *Berl. Monat.*, 1876, p. 284.

la cathode, dans une direction bien déterminée. Si l'on remplaçait la cathode par un disque lumineux de mêmes dimensions, le même objet placé dans son voisinage ne projetait pas d'ombre. Il ne pouvait, en effet, intercepter que les rayons émanant normalement du disque et la lumière émise par les autres parties empêchait l'ombre d'être distincte. Goldstein qui introduisit l'expression *rayons cathodiques* les considérait comme des ondes de l'éther, et cette manière de voir trouva en Allemagne de nombreux partisans. Varley ⁽¹⁾, puis Crookes ⁽²⁾ proposèrent une autre explication de leur origine. Ils avancèrent des arguments nombreux et solides à l'appui de leur hypothèse que les rayons cathodiques étaient formés par des particules électrisées projetées par la cathode perpendiculairement à sa surface, avec une grande vitesse, et qui donnaient lieu à la phosphorescence et à un dégagement de chaleur par leur choc contre les parois du tube; soumises à l'action d'un champ magnétique, elles subissaient une déviation grâce à la charge qu'elles transportent. On supposait dans cette théorie que les particules avaient les dimensions des molécules ordinaires. La découverte faite par Hertz ⁽³⁾ que les rayons cathodiques pouvaient traverser une mince feuille d'or ou d'aluminium se conciliait difficilement avec cette manière de voir. Il peut se faire cependant que le métal exposé à un torrent de particules électrisées négativement se comporte lui-même comme une cathode et provoque une phosphorescence sur les parois de verre derrière lui. Les mesures décrites au Chapitre V donnant la masse des transporteurs de charge montrent que les particules tout en ayant une charge négative n'ont pas des dimensions égales à celles mêmes des plus petites molécules. Leur masse est en effet environ la millième partie de celle d'une molécule d'hydrogène.

Nous allons maintenant étudier en détail les propriétés des rayons cathodiques en commençant par celle qui les a fait découvrir, par la phosphorescence qu'ils provoquent en frappant des solides.

326. La couleur de la phosphorescence qu'ils provoquent en frappant du verre dépend de la composition de ce dernier. C'est ainsi qu'avec du verre à la soude elle est vert jaunâtre, alors qu'avec le verre de plomb elle est bleue. Un grand nombre de corps deviennent phosphorescents lorsqu'on les expose à ces rayons; on a ainsi un

(1) VARLEY, *Proc. Roy. Soc.*, t. XIX, 1871, p. 236.

(2) CROOKES, *Phil. Trans.*, Part I, 1879, p. 135; Part II, 1879, p. 641.

(3) HERTZ, *Wied. Ann.*, t. XLV, 1892, p. 28.

moyen commode pour les déceler. Ils excitent très facilement la phosphorescence du platinocyanure de potassium; on emploie pour les mettre en évidence un écran formé par cette substance. Le spectre de la lumière émise par ces corps lorsqu'ils deviennent phosphorescents sous l'influence du bombardement de ces rayons est généralement continu. Sir William Crookes (1) a montré que si les rayons cathodiques tombent sur certaines terres rares telles que l'yttria, elles donnent un spectre à raies brillantes. On a basé sur cette propriété une méthode spectroscopique de la plus haute importance pour l'étude des terres rares (2). Ces terres deviennent lumineuses lorsqu'on les porte à une température élevée comme dans les manchons des brûleurs Auer. Il y a cependant une différence entre l'incandescence produite ainsi et celle obtenue avec les rayons cathodiques. C'est ainsi que dans les manchons Auer, l'addition de 1 pour 100 de cérine à la thorine la rend 11 fois plus lumineuse que la thorine pure. Campbell Swinton (3) a montré que ce mélange n'a aucune influence sur la luminosité provoquée par les rayons cathodiques. De plus, dans la flamme, la cérine pure donne sensiblement autant de lumière que la thorine pure, alors que sous l'influence des rayons cathodiques celle-ci donne une lumière brillante, et la cérine ne donne pratiquement rien.

327. Le choc des rayons cathodiques provoque dans quelques cas des modifications chimiques bien définies. Goldstein (4) a montré que les sels haloïdes des métaux alcalins changent de couleur lorsqu'ils sont exposés à ces rayons. Ainsi par exemple les cristaux de sel gemme acquièrent sous leur influence une belle teinte violette. Cette coloration n'est pas permanente, bien que toutefois dans certains cas la décoloration soit très lente. Il y a ainsi au Cavendish Laboratory quelques cristaux, qui dans un tube à essai bouché et conservés à la lumière ont encore depuis plus de sept ans une coloration intense. Exposés à l'humidité ils se décolorent rapidement. Le chlorure de lithium se colore en particulier très facilement. Si avec un aimant on fait déplacer lentement un faisceau de rayons cathodiques à la surface d'un cristal de ce sel, la trace du parcours des rayons reste marquée par une bande colorée. On peut produire chi-

(1) CROOKES, *Phil. Trans.*, Part II, 1879, p. 661.

(2) *Ibid.*, Part III, 1883; Part II, 1885.

(3) CAMPBELL SWINTON, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXV, 1900, p. 115.

(4) GOLDSTEIN, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 371.

miquement de telles variations de coloration; c'est ainsi que si l'on chauffe du chlorure de sodium avec de la vapeur de sodium, ce sel se colore comme s'il avait été exposé aux rayons cathodiques; le sel coloré s'obtient également à la cathode lorsqu'on électrolyse des sels haloïdes; on le trouve également à l'état natif. D'après Wiedemann et Schmidt (1) la coloration serait due à la formation d'un sous-chlorure. Elster et Geitel (2) trouvèrent que ce sel coloré est très photoélectrique, émettant de l'électricité négative lorsqu'il est exposé à la lumière; il se comporte en fait comme s'il renfermait des traces de métal libre. Le verre des tubes à vide se colore également en violet lorsqu'ils ont beaucoup servi.

328. Le verre perd la propriété de devenir phosphorescent lorsqu'on l'expose longtemps aux rayons cathodiques. Ceci est montré nettement par une très belle expérience de Crookes (3). On projette sur les parois du tube l'ombre d'une croix de mica; lorsque la décharge a passé pendant un certain temps, on fait tomber la croix, ou bien on emploie une nouvelle cathode située en un point différent du tube. On distingue encore l'image de la croix, mais elle est plus brillante que les autres parties du verre alors que c'était l'inverse auparavant. Les parties extérieures à l'image primitive éprouvent une sorte de fatigue à la suite du bombardement cathodique, et sont moins phosphorescentes dans la seconde partie de l'expérience que les parties extérieures qui n'ont pas eu à subir le premier bombardement. Crookes trouva que cette modification de la phosphorescence du verre persistait après fusion et refroidissement.

329. Villard (4) trouva que les rayons cathodiques exerçaient une action réductrice; s'ils frappent une plaque de cuivre oxydée, la partie frappée redevient brillante. En étudiant les effets chimiques auxquels ils donnent lieu, il ne faut pas oublier que leur choc est souvent accompagné d'un fort accroissement de température et que quelques-unes des modifications chimiques qu'ils provoquent peuvent être des effets secondaires dus à la chaleur qu'ils produisent. Du platine exposé longtemps à leur action se recouvre de noir de platine.

Thermoluminescence.

330. Dans quelques cas, même lorsqu'il n'y a aucune coloration

(1) WIEDEMANN et SCHMIDT, *Wied. Ann.*, t. LIV, 1895, p. 262 : t. LXIV, 1898, p. 78.

(2) ELSTER et GEITEL, *Wied. Ann.*, t. LIX, 1896, p. 487.

(3) CROOKES, *Phil. Trans.*, Part II, 1879, p. 645.

(4) VILLARD, *Journal de Physique*, 3^e série, t. VIII, 1899, p. 140.

visible, la manière dont se comporte le corps qui a été exposé aux rayons cathodiques montre qu'il a subi des modifications. Le cas désigné par Wiedemann (1) sous le nom de *Thermoluminescence* en est un exemple frappant. Certains corps, après avoir été exposés aux rayons cathodiques, possèdent pendant un certain temps le pouvoir de devenir lumineux lorsqu'on élève leur température bien au-dessous de celle qu'ils exigent en temps ordinaire. Ils conservent cette propriété pendant des semaines et des mois après avoir été exposés aux rayons.

Les substances qui présentent cette propriété au plus haut degré appartiennent à cette classe de corps que Van't Hoff (2) a désignés sous le nom de *solutions solides*. Elles sont obtenues par la précipitation simultanée de deux sels, dont l'un est en grand excès par rapport à l'autre. La Table suivante due à Wiedemann et Schmidt (3) donne l'influence d'une faible trace d'une substance déterminée sur la phosphorescence produite par le choc des rayons, sur la persistance plus ou moins grande de la phosphorescence et sur la thermoluminescence. L'expression $\text{CaSO}^4 + x\text{MnSO}^4$ signifie : solution solide d'une trace de MnSO^4 dans CaSO^4 .

Les *Entladungstrahlen* (voir p. 601) provoquent également la thermoluminescence; Wiedemann a en effet montré que quelques-unes des substances précédentes la manifestent lorsqu'on produit des étincelles dans leur voisinage.

Substance.	Phosphorescence cathodique.	Luminosité restante.	Thermoluminescence.
CaSO^4	rouge faibl' jaun.	nulle	nulle
$\text{CaSO}^4 + x\text{MnSO}^4$	vert intense	vert foncé	vert intense
SrSO^4	nulle	nulle	nulle
$\text{SrSO}^4 + x\text{MnSO}^4$	rouge brillant	perceptible	perceptible
BaSO^4	violet sombre	nulle	
$\text{BaSO}^4 + x\text{MnSO}^4$	bleu foncé	faible	très faible
MgSO^4	rouge	perceptible	faible
$\text{MgSO}^4 + 1$ pour 100 MnSO^4	rouge sombre	persistante	rouge intense
ZnSO^4	blanche brillante	persistante	blanc
$\text{ZnSO}^4 + 1$ pour 100 MnSO^4	rouge intense	très persistante	rouge intense
Na^2SO^4	bleuâtre	faible	brillante
$\text{Na}^2\text{SO}^4 + 0,5$ pour 100 MnSO^4 ..	jaune foncé intense	intense	jaune brillant
CdSO^4	jaune	persistante	jaune brillant
$\text{CdSO}^4 + 1$ pour 100 MnSO^4	jaune intense	très persistante	jaune intense
CaFl^2	légèrem' bleuâtre	très faible	faible
$\text{CaFl}^2 + x\text{MnFl}^2$	vert intense	persistante	vert intense

(1) WIEDEMANN et SCHMIDT, *Wied. Ann.*, t. LIV, 1895, p. 604.

(2) VAN'T HOFF, *Zeitsch. f. phys. Chem.*, t. V, 1890, p. 322.

(3) WIEDEMANN et SCHMIDT, *Wied. Ann.*, t. LVI, 1895, p. 201.

331. Nous pouvons comparer la luminosité restante qu'on observe avec ces solides à celle qu'on obtient lors du passage de la décharge électrique à travers certains gaz, qui restent lumineux un temps considérable après le passage de la décharge. Il n'est pas nécessaire que celle-ci consiste en rayons cathodiques, la plupart des sortes de décharges produiront une luminosité résiduelle si la pression a une valeur convenable. Cette luminosité résiduelle est exceptionnellement remarquable dans les décharges sans électrodes et se manifeste particulièrement bien dans l'oxygène et le cyanogène, gaz qui se polymérisent facilement. J'estime qu'il y a de fortes raisons pour croire que la luminosité restante est liée très intimement à la propriété que possèdent certains gaz de se polymériser et de former des molécules complexes, le retour graduel du gaz de l'état polymérisé à l'état normal étant accompagné d'une émission de lumière.

332. Comme la thermoluminescence des solides, la luminosité résiduelle dans le gaz semble accrue par la présence de faibles traces d'impuretés; c'est ainsi qu'elle est plus brillante dans l'oxygène renfermant des traces d'azote que dans l'oxygène pur. Newall (1) découvrit un effet très remarquable relié à la luminosité résiduelle dans l'oxygène. Il trouva que, dans le cas de la décharge sans électrodes, la lueur résiduelle se manifestait seulement lorsque la pression était comprise entre $0^{\text{mm}},6$ et $0^{\text{mm}},01$. Si la décharge traverse le gaz sous une pression qui n'est pas comprise entre ces limites, on n'observe aucune luminosité. Mais si alors, après le passage de la décharge, on modifie la pression jusqu'à la ramener entre ces limites, le gaz commence à devenir lumineux. Ceci donne à penser que la forme polymérisée est stable, c'est-à-dire que le gaz ne revient à son état normal qu'entre $0^{\text{mm}},6$ et $0^{\text{mm}},01$ de pression. On peut remarquer que c'est précisément entre ces limites que se trouve la région où quelques observateurs, pas tous cependant, ont observé de notables écarts avec la loi de Mariotte-Boyle.

Dans le cas des solides et des liquides nous pouvons attribuer à la phosphorescence l'origine suivante. Les rayons cathodiques ou les *Entladungstrahlen* ionisent la substance, produisant des corps complexes qui deviennent phosphorescents en revenant à leur état primitif. Quelques-unes de ces molécules complexes sont instables à la température ordinaire et se décomposent immédiatement, donnant

(1) NEWALL, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. IX, 1897, p. 295.

ainsi naissance à une phosphorescence résiduelle comme celle du verre. D'autres sont stables à la température ordinaire, mais sont instables et se décomposent aux températures élevées; elles donnent lieu à la thermoluminescence.

333. Mac Clennan (1) a montré que certains sels, particulièrement les sulfates de potassium, strontium, baryum et calcium, après avoir été exposés aux rayons cathodiques ou aux radiations émises par une étincelle, peuvent décharger un corps électrisé positivement et placé auprès d'eux dans un gaz à basse pression. Ils se comportent en fait comme des corps photo-électriques exposés à la lumière ultraviolette. c'est-à-dire émettent lentement des corpuscules électrisés négativement.

Mac Clennan fit des expériences pour montrer que les sels chauffés n'émettent aucune radiation ultraviolette; il ne semble pas y avoir de rapports entre la propriété des sels de produire l'effet découvert par Mac Clennan et celle de donner lieu à des phénomènes de thermoluminescence. Ce physicien trouva, en effet, que nombre de sels qui s'illuminent fortement lorsqu'on les chauffe ne présentaient pas cet effet qui était au contraire produit par d'autres donnant seulement à peine une faible thermoluminescence.

Effets thermiques produits par les rayons.

334. Les rayons cathodiques échauffent les corps qu'ils viennent frapper, et si on les concentre en utilisant comme cathode une portion de cylindre creux ou une calotte sphérique, on peut porter le platine à l'incandescence, fondre des fragments de verre et charbonner la surface du diamant.

E. Wiedemann et Ebert (2), E. Wiedemann (3) et Ewers (4) ont mesuré la chaleur développée ainsi, et un simple exemple peut nous donner une idée de la quantité d'énergie transportée par les rayons désignés. Si n est le nombre de corpuscules frappant le corps pendant l'unité de temps, m la masse de l'un d'eux, v sa vitesse, l'énergie E possédée par les corpuscules qui atteignent le corps dans l'unité de temps est $\frac{1}{2} nmv^2$; si tous les corpuscules qui le frappent viennent de

(1) MAC CLENNAN, *Phil. Mag.*, 6^e série, t. III, 1902, p. 195.

(2) WIEDEMANN ET EBERT, *Sitz. der phys. med. Soc.*, Erlangen, déc. 1891.

(3) E. WIEDMANN, *Wied. Ann.*, t. LXVI, 1898, p. 61.

(4) EWERS, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 167.

la cathode et si e est la charge de l'un d'eux $ne = I$, courant transporté par les corpuscules; alors $E = \frac{1}{2} I \frac{m}{e} v^2$; or 10^{-5} ampère n'est pas une valeur extraordinairement grande pour I ; si $v = 5 \cdot 10^9$ cm : sec, nous avons, puisque $\frac{m}{e} = 6 \times 10^{-8}$, $E = 12,5 \times 10^3$; l'énergie possédée par les corpuscules qui atteignent le corps en une minute est donc environ une calorie.

335. Le choc des corpuscules n'échauffe pas seulement les corps contre lesquels ils viennent frapper, il provoque leur phosphorescence et leur fait émettre des rayons de Röntgen et des rayons cathodiques. Des résultats intéressants sont fournis par la mesure de la chaleur produite par les rayons cathodiques et de la charge électrique qu'ils communiquent au corps qu'ils rencontrent.

De telles mesures ont été faites par l'auteur (1), puis, plus tard et avec grand détail, par Cady (2). La méthode employée par Cady consistait à mesurer : 1° la chaleur produite sur une bande bolométrique frappée par les rayons; 2° la charge négative reçue par seconde par le bolomètre. Cette dernière, et ceci est important à noter, n'est pas forcément égale à celle qui est transportée par les corpuscules qui frappent le corps en une seconde; quelques-uns d'entre eux rebondissent sur lui en emportant avec eux leur charge, ou bien le choc fait émettre au corps des rayons cathodiques qui emportent avec eux une charge négative, ou des atomes positifs qui lui font prendre au contraire une charge négative supplémentaire. Ainsi si T est la charge transportée par les corpuscules, i celle prise par le bolomètre en une seconde, I n'est pas nécessairement égal à i . Si V est la différence de potentiel entre les électrodes du tube, l'énergie transportée par les corpuscules est VI . Cady mesurait le rapport $\frac{Vi}{Q}$, Q étant l'équivalent mécanique de la chaleur développée dans l'unité de temps. Il trouva que ce rapport dépendait beaucoup de i ; tant que i est grand, il est supérieur à l'unité, il diminue ensuite avec i ; lorsque i est très petit (inférieur à 10^{-7}), il devient constant et égal à 0,83. Si le rapport est inférieur à l'unité, c'est qu'il y a émission d'électricité négative par le bolomètre, soit par réflexion des rayons cathodiques, soit par émission par sa surface de rayons cathodiques secondaires. Nous avons vu que les mesures de i et de V ne donnent pas l'énergie des rayons

(1) J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIV, 1893, p. 293.

(2) CADY, *Drude's Annalen*, t. I, 1900, p. 678.

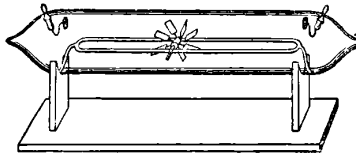
cathodiques venant frapper la surface. Il suffirait cependant de modifier légèrement les expériences pour obtenir des données permettant de calculer cette énergie : il faudrait simplement entourer le bolomètre d'un cylindre de Faraday isolé, d'y admettre les rayons par une étroite ouverture et de mesurer la charge qu'il reçoit dans l'unité de temps.

E. Wiedemann (1) a montré que l'énergie dépensée pour produire la phosphorescence est seulement une faible fraction de l'énergie incidente.

Effets mécaniques produits par les rayons.

336. Un résultat accessoire des effets thermiques produits par les rayons est fourni par les très intéressants effets mécaniques étudiés surtout par Crookes (2) et Puluz (3). L'expérience bien connue de Crookes et représentée figure 194 en est un exemple

Fig. 194.



frappant. A l'intérieur d'un tube à vide est disposé sur des rails de verre l'axe d'un petit moulinet à ailettes. Lorsque la décharge passe à travers le tube, les rayons cathodiques atteignent les ailettes supérieures et la roue se met à tourner en se dirigeant de l'extrémité négative vers l'extrémité positive. Un calcul simple montre que nous ne pouvons attribuer la rotation au couple communiqué aux ailettes par le choc des corpuscules sur elles; supposons que les rayons soient assez puissants pour transporter le courant très intense de 10^{-5} ampère, et animés de la vitesse considérable de 10^{10} cm : sec. Soient N le nombre de corpuscules frappant la surface dans l'unité de temps, m leur masse; supposons que les corpuscules rebondissent sur la surface et aient après le choc une vitesse égale à celle qu'ils avaient avant; le moment communiqué à la surface dans l'unité de temps est $2Nm.10^{10}$; si e est la charge transportée par un corpuscule, Ne est le courant transporté par les rayons : dans le cas qui nous occupe 10^{-6}

(1) E. WIEDEMANN, *Wied. Ann.*, t. LXVI, 1898, p. 61.

(2) CROOKES, *Phil. Trans.*, 1879, Part I, p. 152.

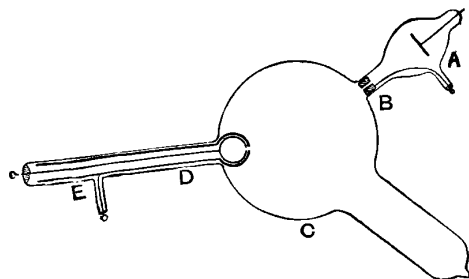
(3) PULUZ, *Radiant Electrode Matter. Physical Society's Reprint of Memoirs*, p. 275.

en unité absolue; le moment communiqué à la surface par seconde est égal à $2 \frac{m}{e} 10^4$ dynes, ou, comme $\frac{m}{e} = 6 \times 10^8$, à 2×10^3 dyne. Ceci équivaut à une différence de pression de un cinq-cent-millionième d'atmosphère sur les deux faces d'un moulinet de 1 cm^2 de surface, action trop faible pour expliquer le mouvement d'un corps tel que celui représenté sur la figure. Ce mouvement est probablement dû à un effet analogue à ceux que l'on observe dans un radiomètre. Le choc des rayons augmente la température d'une des faces de l'ailette. Starke ⁽¹⁾ a montré que lorsque les ailettes sont disposées de manière à éliminer l'effet radiométrique, l'effet mécanique observé est excessivement faible; dans ces expériences où le courant transporté par les rayons cathodiques était égal à 10^{-7} ampère et la différence de potentiel à 10 000 volts, il était certainement inférieur à 10^{-4} dyne.

Charge électrique transportée par les rayons cathodiques.

337. Perrin ⁽²⁾ a montré directement que les rayons cathodiques transportent une charge négative. La figure 195 représente une

Fig. 195.



modification de cette expérience. Les rayons partent de la cathode A et traversent une fente disposée dans un tube de laiton B fixé à l'extrémité d'une tubulure du tube à vide. Ce tube de laiton est relié à la terre et sert d'anode. Les rayons, après avoir passé à travers la fente, pénètrent dans le vase sphérique C. Dans ce vase sont disposés deux cylindres métalliques coaxiaux; l'un d'eux, l'extérieur D, est mis à la terre, l'intérieur E est soigneusement isolé et relié à un électromètre. Les cylindres sont disposés en dehors de la trajectoire

⁽¹⁾ STARKE, *Ann. der Phys.*, t. III, 1900, p. 101.

⁽²⁾ PERRIN, *Comptes rendus*, t. CXXI, 1895, p. 1130.

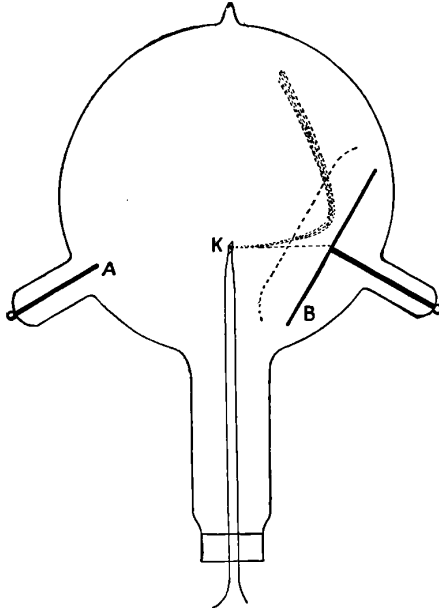
directe des rayons. Lorsque la décharge passe à travers le tube, et lorsque les rayons cathodiques traversent horizontalement le vase C, le cylindre intérieur E reçoit une charge négative mais très faible.

On dévie les rayons cathodiques avec un aimant; on déduit leur trajectoire de la position de la tache phosphorescente qu'ils produisent sur les parois du vase C; lorsque la déviation est assez grande et que la position de la tache montre que les rayons tombent sur l'ouverture, on observe un accroissement considérable de la charge négative reçue par E. Lorsque la déviation est encore accrue, la phosphorescence tombe au-dessous de la fente et la charge négative du cylindre E disparaît. Cette expérience montre que les rayons transportent une charge négative, l'électrisation négative suivant exactement la même trajectoire que les rayons qui produisent la phosphorescence du verre.

Cette expérience montre également que les rayons cathodiques rendent conducteur le gaz qu'ils traversent; si en effet on laisse passer la décharge, et si l'on donne aux rayons une déviation telle qu'ils pénètrent à l'intérieur du cylindre, la charge de ce dernier atteindra une certaine valeur, au delà de laquelle elle n'augmentera plus, quel que soit le temps durant lequel on prolonge l'expérience; ceci montre que le gaz entourant le cylindre est conducteur, et l'on atteint l'état permanent lorsque celui-ci perd par conduction à travers le gaz ce qu'il gagne sous l'action des rayons cathodiques. On observe le même effet si le cylindre a été tout d'abord chargé négativement avant le début de la décharge : si cette charge est inférieure à une certaine valeur les rayons cathodiques l'augmentent, si elle lui est supérieure ils la diminuent jusqu'à la valeur critique. Une manière intéressante de montrer la déviation des rayons cathodiques sous l'influence d'un champ électrique consiste à produire un pinceau étroit de ces rayons au moyen d'une tache de chaux placée sur une feuille de platine chauffée au rouge par un courant électrique. Si on emploie cette feuille comme cathode, un pinceau de rayons mince et bien défini part de la tache de chaux; si comme cela est indiqué (*fig. 196*), une plaque métallique B est placée non loin de la trajectoire des rayons, ces derniers seront déviés et s'éloigneront de la plaque lorsque celle-ci sera chargée négativement, et l'on pourra suivre facilement la courbe qu'ils décrivent grâce à la luminosité qu'ils produisent dans le gaz. La chaux à température élevée permet de produire les rayons sous une différence de potentiel inférieure à celle nécessaire lorsque la cathode est froide; la vitesse des rayons

est alors plus faible et la déviation qu'ils subissent dans un champ électrique est plus grande que celle qu'on peut obtenir avec un tube

Fig. 196.



à vide ordinaire. Le pinceau de rayons est très sensible à l'action des forces magnétiques et dessine des courbes et des spires très belles lorsqu'on approche de lui un aimant.

Spectre magnétique des rayons cathodiques.

338. Birkeland ⁽¹⁾ trouva que lorsqu'on produit des rayons cathodiques avec une bobine d'induction, la tache phosphorescente qu'ils produisent ne se déplace pas tout d'une pièce sous l'action d'un champ magnétique, mais est scindée en plusieurs autres. Ainsi par exemple, si l'on a au début une bande rectiligne phosphorescente, on observe sous l'influence d'un champ magnétique plusieurs bandes parallèles séparées par des intervalles relativement sombres.

On appelle ce phénomène *un spectre magnétique*. J'ai obtenu des effets analogues en déviant les rayons avec un champ électrique. Cette dispersion des rayons montre que le faisceau primitif de rayons cathodiques n'est pas homogène, mais est formé de groupes animés

(1) BIRKELAND, *Comptes rendus*, t. CXXIII, 1897, p. 92.

de vitesses différentes, présentant entre elles des différences finies. Chaque groupe subit une déviation différente, les plus lents étant plus déviés que ceux qui sont animés d'une vitesse plus considérable.

Strutt a montré (1) que le spectre magnétique est dû au manque d'uniformité forcément lié à l'emploi d'une bobine d'induction qui produit une décharge discontinue; si l'on produit les rayons cathodiques avec une forte machine électrique ou par une batterie formée d'un grand nombre d'éléments qui donnent lieu à une décharge continue, un champ électrique ou un champ magnétique ne séparent pas la phosphorescence en bandes séparées.

Trajectoire des rayons cathodiques dans le tube à décharge.

339. Les rayons cathodiques sont déviés par les forces électriques; ainsi, si le champ électrique est très intense dans l'espace sombre de Crookes, les rayons qui le traversent, à moins cependant que les lignes de force n'y soient rectilignes (cas présenté approximativement par une cathode constituée par un large disque plan), seront déviés et leur trajectoire ne coïncidera pas avec la normale, à la cathode correspondant au point de projection. La grandeur de la déviation comptée à partir de la normale dépend du gradient de l'intensité du champ électrique lorsqu'on s'éloigne de la cathode; si comme c'est le cas, lorsque la pression n'est pas très faible, le champ au voisinage de la cathode est beaucoup plus intense qu'à une certaine distance de celle-ci, les corpuscules acquerront donc une énergie considérable pendant qu'ils seront voisins de la cathode, tandis qu'ils ne seront que peu déviés par les champs comparativement faibles qu'ils traverseront ensuite.

Les trajectoires des rayons seront dans ce cas approximativement normales à la cathode; si par suite celle-ci est constituée par une portion de sphère, les rayons cathodiques en suivront les rayons et formeront un foyer en son centre. Mais si l'intensité du champ varie peu lorsqu'on s'éloigne de la cathode, nous aurons une déviation plus grande que dans le dernier cas; car non seulement la vitesse acquise par les rayons au voisinage de la cathode sera plus faible, mais aussi parce que la force déviante deviendra plus grande lorsqu'ils s'éloigneront. Les trajectoires des rayons ne seront plus alors des normales par suite de l'existence d'une force déviante, ce ne seront

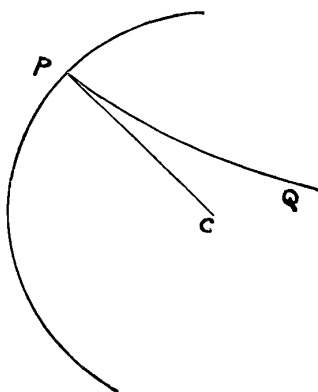
(1) STRUTT, *Phil. Mag.* 5^e série, t. XLVIII, 1899, p. 478.

pas davantage des lignes de force par suite de l'inertie des corpuscules, sauf cependant si ces dernières sont rectilignes.

Les trajectoires des corpuscules seront comprises entre la normale et les lignes de force. Ainsi par exemple dans le cas d'une sphère creuse la trajectoire sera comprise entre la normale CP et la ligne de force PQ (fig. 197).

Si les trajectoires coupent l'axe, elles le feront donc au delà du

Fig. 197.

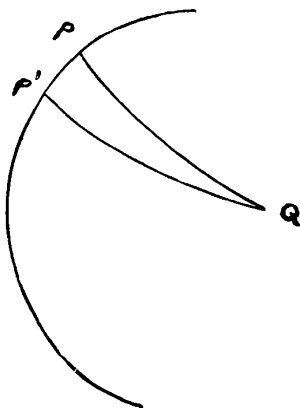


centre. C'est un fait bien connu que lorsqu'on emploie dans les tubes destinés à la production des rayons de Röntgen une cathode de cette forme, le foyer est d'autant plus éloigné d'elle que le vide est plus élevé. Goldstein, qui fit une série de très belles expériences sur les taches phosphorescentes produites par des cathodes courbes de formes différentes, montra en se servant d'une cathode dissymétrique que les rayons traversaient l'axe pour des pressions relativement élevées et que ceci ne se produisait plus lorsque la pression était très faible. L'apparence offerte par les rayons cathodiques émis par une cathode incurvée est donnée par les diagrammes de la figure 199, tirés d'un Mémoire de Campbell Swinton. On peut voir que leur aspect est très différent de celui que l'on aurait si les rayons se propageaient normalement à la cathode.

340. Le mouvement des corpuscules dans un tube à vide offre un riche champ d'application au principe d'Hamilton. La cathode étant une surface équipotentielle et les corpuscules qui s'en éloignent normalement ayant à ce moment la même quantité d'énergie, les trajectoires seront, d'après le principe d'Hamilton, orthogonales à un système de surfaces.

341. Nous avons considéré les rayons cathodiques comme dus à des ions positifs formés par les rayons cathodiques eux-mêmes à quelque distance de la cathode. Si la trajectoire PQ d'un rayon

Fig. 198.

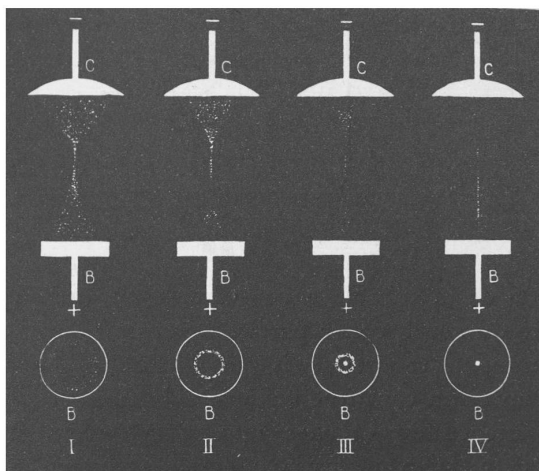


cathodique est incurvée et si les ions positifs ont leur origine en un point Q, comme leur masse est différente de celle des ions négatifs, la trajectoire d'un ion positif se dirigeant vers la cathode ne sera pas QP , mais quelque autre ligne QP' . Ainsi, des rayons cathodiques produits en P et dont les trajectoires ne seront pas rectilignes, produiront des ions positifs qui provoqueront l'émission de nouveaux rayons cathodiques non pas en P, mais en un autre point P'. La distance entre les points où les ions positifs frapperont la cathode et celui d'où sont partis les rayons cathodiques primitifs sera maximum pour les rayons qui viennent des bords de la cathode, car ces derniers auront à traverser les parties du champ électrique où les lignes de force sont le plus incurvées. Il n'y aura donc que très peu d'ions venant frapper les bords extérieurs de la cathode; les rayons cathodiques doivent par suite être émis en plus grand nombre lorsqu'on se rapproche du centre. Mais d'autre part avec une cathode courbe la force électrique dans son voisinage est minimum en son centre et les rayons devraient être peu nombreux le long de l'axe. Si l'on tient compte de ces deux considérations on doit s'attendre à trouver un maximum d'émission en un point intermédiaire. Les observations de Campbell Swinton (¹) l'établissent en effet. Il trouva avec des électrodes concaves que lorsque la pression était comprise entre

(¹) CAMPBELL SWINTON, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXI, 1897, p. 79.

certaines limites les rayons cathodiques ne formaient pas un faisceau plein, mais présentaient la forme d'un cône creux. Il le montrait grâce à la phosphorescence qu'ils produisaient sur une plaque de carbone dont le plan était perpendiculaire à la cathode. La tache phosphorescente était un anneau circulaire ayant quelquefois en son centre un point lumineux. La figure 199 la représente.

Fig. 199.



Campbell Swinton trouva que cette forme conique creuse que prenait le faisceau dépendait de la courbure de la cathode et ne se produisait pas avec une cathode plane.

Répulsion des faisceaux cathodiques.

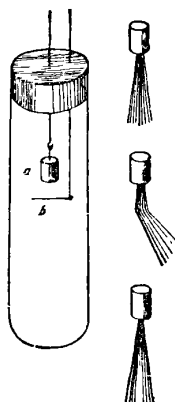
342. Goldstein (1) trouva que lorsque dans un tube à décharge on dispose deux cathodes reliées l'une à l'autre, le faisceau des rayons cathodiques qui provient de l'une est dévié lorsqu'il passe dans l'espace sombre qui entoure l'autre.

Voici l'une des expériences de Goldstein. Il employait deux cathodes, l'une formée par un cylindre creux métallique *a*, d'où partait un pinceau de rayons cathodiques, produisant une certaine luminosité dans le gaz qu'il traversait, l'autre *b* constituée par un fil perpendiculaire à l'axe du faisceau issu de *a*. Tant que *b* n'était pas relié à *a*, la trajectoire des rayons émanés de *a* était rectiligne; mais si *b*

(1) GOLDSTEIN, *Eine neue Form der elektrischen Abstossung.*

et *a* étaient reliés ensemble, les rayons cathodiques émis par *a* s'infléchissaient en approchant de *b*. Goldstein trouva la déviation

Fig. 200.



indépendante de la substance constituant les cathodes, ainsi que de la nature du gaz traversé par les rayons.

La déviation ne se produisait plus si l'on entourait la cathode déviante d'un écran constitué par une substance solide quelconque.

Une expérience de Crookes montre également les déviations subies par deux faisceaux cathodiques, *a* et *b* (fig. 201) sont deux

Fig. 201.



disques métalliques; l'un deux ou tous les deux peuvent être employés comme cathodes; en face d'eux, on dispose un diaphragme percé de deux ouvertures. La trajectoire des rayons dans le tube est marquée par la phosphorescence qu'ils excitent sur un écran recouvert de chaux légèrement incliné sur leur trajectoire. Si *a* est cathode et *b* neutre les rayons suivent la trajectoire *df*, ils suivent au contraire *ef* lorsque *a* est neutre et *b* cathode. Mais lorsque *a* et *b* sont cathodes en même temps les trajectoires des rayons sont respectivement *dg* et *eh*, les deux courants étant visiblement repoussés l'un par l'autre. Crookes (1) attribue cette divergence à la répulsion des charges négatives qu'ils transportent. E. Wiede-

(1) Sir W. CROOKES, *Phil. Trans.*, 1879, Part II, p. 652.

mann et Ebert ⁽¹⁾ en modifiant les conditions d'expérience ont montré que ce n'est pas là la cause de la répulsion observée.

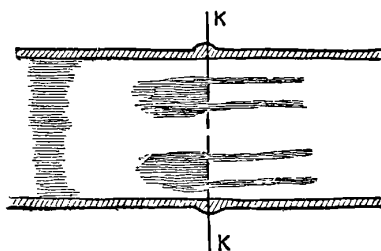
Ils munirent de volets les ouvertures d et e et trouvèrent que lorsque a et b étaient en même temps cathodes, la trajectoire des rayons ayant passé à travers e était eh , que le volet recouvrant d soit levé ou abaissé; or lorsqu'il était fermé il n'y avait pas de rayons cathodiques suivant le chemin dg pour dévier ceux qui avaient passé par d . Ceci montre que la déviation des rayons a son origine dans l'intervalle compris entre a et d .

On peut expliquer tous les effets que nous avons décrits par une répulsion électrostatique de l'électricité négative transportée par les rayons cathodiques dans le champ électrique intense qui entoure la cathode. Cette répulsion est seulement appréciable lorsque les rayons émis par une des cathodes passent à travers l'espace sombre de l'autre, et cela parce que, comme nous l'avons vu, le champ électrique y est beaucoup plus intense que dans toute autre partie de la décharge. Nous avons discuté page 530 une méthode utilisant la déviation des rayons cathodiques pour mesurer l'intensité du champ électrique dans le tube.

Rayons canaux ou rayons positifs.

343. Lorsqu'on emploie une cathode perforée, on peut, si la pression est comprise entre certaines limites, observer des courants lumineux passant à travers les trous de la cathode, et partant du côté opposé

Fig. 202.



à l'anode en suivant un chemin rectiligne (fig. 202). Goldstein ⁽²⁾ les observa le premier et les dénomma *Rayons canaux*. Ils excitent

⁽¹⁾ WIEDEMANN et EBERT, *Wied. Ann.*, t. XLVI, 1891, p. 158.

⁽²⁾ GOLDSTEIN, *Berlin Sitz.*, t. XXXIX, 1886, p. 691. — *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 45.

la phosphorescence des parties du verre qu'ils frappent, et si ce dernier est un verre à la soude les parties lumineuses présentent au spectroscope les raies du sodium. Wehnelt (1) a montré que lorsqu'ils frappent une plaque de cuivre, ils l'oxydent, alors que les rayons cathodiques, comme nous l'avons vu page 623, réduisent une plaque oxydée. Schmidt (2), d'autre part, a fait voir que cette oxydation du métal, par les rayons canaux n'est pas due à leur choc mais à une action indirecte due à ce que les rayons produisent de l'oxygène actif en passant à travers le gaz. Il mit ceci en évidence en produisant une ombre sur une plaque de cuivre par l'interposition entre elle et le point de départ des rayons d'un obstacle solide. La partie découverte par l'ombre présentait une oxydation aussi grande que celle qui était soumise au choc direct des rayons. Schmidt observa que dans l'hydrogène les rayons canaux produisaient les effets de réduction.

Bien que moins facilement déviés que les rayons cathodiques par un champ électrique ou par un champ magnétique, les rayons canaux subissent cependant une déviation appréciable et W. Wien a montré (voir p. 147) que le sens de cette déviation indique qu'ils sont constitués par des particules chargées positivement. Il mesura par la méthode du Chapitre V le rapport de leur charge à leur masse et trouva 10^4 comme valeur maxima; c'est là la valeur du rapport de la charge à la masse pour l'ion hydrogène dans l'électrolyse. Wien trouva qu'à côté de ces rayons qui donnent cette valeur limite de $\frac{e}{m}$, il y en a d'autres pour lesquels cette quantité est plus petite et rien ne prouve que ses variations soient discontinues, ce qui se produirait si la charge variait par multiples de e et la masse par multiples de m . J'ai observé des variations semblables avec les ions positifs émis par les fils incandescents.

Je crois cette variation probablement due à ce que les ions positifs perdent leur charge avant d'atteindre le verre dont ils provoquent la phosphorescence, ou ont leur masse accrue pendant le trajet par l'attraction d'une ou de plusieurs molécules qui se fixent sur eux. Ce qu'on mesure dans ces expériences, c'est le rapport de la valeur moyenne de e à m . Si les ions positifs sont neutralisés par des charges négatives ou voient leur masse accrue avant d'atteindre le verre, la valeur moyenne de e sera inférieure au moment du choc à celle qui correspondait à la charge et à la masse originelles. Nous

(1) WEHNELT, *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 421.

(2) SCHMIDT, *Ann. der Phys.*, t. IX, 1902, p. 703.

ne devons pas oublier que le gaz à travers lequel passent les rayons canaux est ionisé et rempli de corpuscules capables de neutraliser une charge positive. On peut penser que si les ions ont perdu leur charge avant de frapper le verre, ils ne seront plus capables de provoquer la phosphorescence, puisque, autant que nous le sachions du moins, le choc des molécules neutres ne peut la produire.

D'après les expériences de Wien, les ions positifs des rayons canaux se meuvent avec des vitesses supérieures à 10^8 cm : sec.

Nous ne connaissons pas de molécules animées de semblables vitesses. Le choc résultant de la collision peut suffire à ioniser la molécule et à provoquer ainsi près du point de choc des effets analogues à ceux qui seraient produits par des ions chargés.

344. W. Wien (¹), Ewers (²) et Villard (³) ont fait de nombreuses expériences dans le but de déceler la charge positive transportée par les rayons canaux en recevant ces derniers comme dans les expériences de Perrin sur les rayons cathodiques (voir p. 629) dans un cylindre de Faraday et en observant la charge prise par ce dernier. Ces physiciens ne sont pas d'accord sur l'interprétation à donner aux résultats obtenus. Ils s'accordent sur ce fait que dans certaines circonstances le cylindre de Faraday disposé derrière une cathode perforée prend une charge positive; mais alors que Wien et Ewers pensent que cette charge est transportée par les rayons canaux, Villard croit qu'il s'agit là d'un effet secondaire dû à la diffusion lente dans le cylindre des ions excitant dans les autres parties du tube. Il trouva dans ses expériences que les rayons canaux pouvaient pénétrer pendant quelque temps dans le cylindre sans que celui-ci prenne une charge positive; il trouva également que si on laissait la décharge passer seulement pendant peu de temps, le cylindre prenait une charge positive quelque temps après que la décharge avait été arrêtée.

Il semble possible que lorsque la décharge passe, le gaz dans un tube devienne trop conducteur pour permettre à la charge de s'accumuler sur le cylindre. C'est ainsi que dans l'expérience de Perrin la conductibilité du gaz empêchait la charge négative du cylindre de dépasser une certaine valeur aussi longtemps que durait l'action des rayons cathodiques.

Lorsque la décharge s'arrête, le gaz retrouve son pouvoir isolant

(¹) W. WIEN, *Wied. Ann.*, t. XV, 1898, p. 445.

(²) EWERS, *Wied. Ann.*, t. LXIX, 1899, p. 167.

(³) VILLARD, *Journal de Physique*, 3^e série, t. VIII, 1899, pp. 5 et 140.

et le cylindre peut retenir une charge électrique. Si cette hypothèse est exacte, la charge positive observée sur le cylindre est due entièrement à la diffusion et non à la convection par les rayons canaux.

En dépit des résultats indécis obtenus par ces expérimentateurs, il semble résulter d'une manière évidente des déviations magnétiques et électriques obtenues par W. Wien que les rayons canaux transportent une charge positive.

D'après la théorie que nous avons donnée de la décharge (Chap. XV) il y a un courant de particules chargées positivement se dirigeant vers la cathode et qui lui font émettre des rayons cathodiques. Si celle-ci est perforée une partie de ces particules passera à travers les trous, produisant ainsi derrière elle une luminosité qui constitue les rayons canaux ou les rayons positifs comme on peut les appeler, si nous supposons que l'hypothèse faite sur leur nature est suffisamment établie.

*Luminosité produite par les rayons cathodiques
et les rayons canaux.*

345. Les rayons cathodiques et les rayons canaux donnent lieu à des effets lumineux présentant des différences très marquées. On peut très facilement les étudier avec un tube analogue à celui représenté (*fig. 137*). Avec ce dispositif, la plaque inférieure M est frappée par les rayons canaux lorsque C est cathode et par les rayons cathodiques lorsque C est anode. Si l'on recouvre la plaque de chlorure de lithium, elle émet lorsqu'elle est frappée par les rayons canaux une brillante lumière rouge, et les raies du lithium sont très intenses dans son spectre. Si l'on inverse le sens de la décharge, de telle sorte que le chlorure de lithium soit frappé par les rayons cathodiques, la lumière change de teinte, passant du rouge brillant au bleu d'acier, et donne un spectre continu ne présentant pas les raies du lithium. Le chlorure de lithium noircit après un long bombardement par les rayons canaux, et les lignes du lithium s'affaiblissent; ce noircissement se produit, que le tube soit rempli d'air ou d'hydrogène.

Goldstein a montré que de nombreux métaux employés comme cathode donnent, sous l'influence d'un bombardement par les rayons canaux, un spectre de lignes qui devient particulièrement brillant lorsqu'on refroidit le tube avec de l'air liquide.

Dans quelques cas les rayons canaux excitent les lignes métalliques d'une façon plus intense chez les composés du métal que chez le

métal lui-même; ainsi, si l'on bombarde la surface d'un alliage de sodium et de potassium avec des rayons canaux, les taches d'oxyde qui flottent à la surface brillent en donnant une lumière jaune brillante qui présente les raies du sodium d'une manière intense; les parties de la surface qui sont nettes sont au contraire à peine lumineuses et je n'ai pu jamais apercevoir les raies D en ces points. Ces différences peuvent être dues en partie à ce que le sodium est beaucoup plus volatil que l'oxyde; par suite, lorsqu'un atome de sodium est frappé par les rayons canaux, il peut être volatilisé et s'éloigner de la surface, tandis qu'une molécule d'oxyde sera retenue; la lumière sera beaucoup plus intense lorsque la surface frappée n'est pas volatile que lorsqu'elle se volatilise facilement.

Stark (1) a montré que les lignes spectrales excitées par les rayons canaux dans l'hydrogène à basse pression présentent l'effet Döppler, c'est-à-dire sont déplacées par suite du mouvement de la source. La vitesse calculée par le déplacement des lignes concorde avec la vitesse des rayons canaux calculée d'après la chute cathodique de potentiel. Le Professeur Hull, dans des expériences récentes faites au Cavendish Laboratory, a trouvé que cet effet est beaucoup plus marqué dans l'hydrogène que dans l'hélium ou dans la vapeur de mercure où il est extrêmement faible, s'il existe toutefois.

(1) STARK, *Phys. Zeitsch.*, t. VI, 1905, p. 892.

CHAPITRE XX.

RAYONS DE RÖNTGEN.

346. Röntgen trouva en 1895 que lorsque la pression dans un tube à décharge est assez basse pour que ses parois présentent une vive phosphorescence il émet des rayons qui se propagent en ligne droite. Ces rayons font briller un écran formé d'une substance phosphorescente et impressionnent une plaque photographique placée sur leur trajet. Röntgen montra que ces rayons n'étaient pas entièrement absorbés par des substances opaques à la lumière ordinaire, telles que la chair de la main ; si donc on place celle-ci entre le tube et l'écran phosphorescent, l'ombre portée par la chair n'est pas aussi intense que celle portée par les os, et on peut les distinguer les unes des autres. Ces rayons furent appelés *rayons de Röntgen*. Leur caractère dépend beaucoup de l'état du tube qui les produit. Si la pression y est très faible et par suite la différence de potentiel entre les électrodes très élevée, ils sont beaucoup plus pénétrants que lorsque la pression du gaz est plus élevée et la différence de potentiel entre les électrodes moindres.

On désigne les rayons très pénétrants sous le nom de *rayons durs*, les plus absorbables sont appelés *rayons mous*. Nous avons déjà vu qu'un tube donné émet en même temps plusieurs types de rayons (voir p. 292).

Nous avons étudié la plupart des propriétés des rayons de Röntgen lorsque nous nous sommes occupés du pouvoir qu'ils ont d'ioniser les gaz qu'ils traversent. Nous allons examiner maintenant leurs autres propriétés.

Röntgen a montré le premier, et d'autres observateurs l'ont confirmé, que ces rayons ne se réfractent pas en passant d'un milieu dans un autre et par conséquent ne subissent aucune déviation en passant à travers un prisme solide.

Nous avons vu (p. 308) que les rayons de Röntgen donnent naissance, lorsqu'ils frappent un liquide, un solide ou même un gaz,

à des rayons secondaires qui lorsque le corps frappé est un solide ou un liquide sont moins pénétrants que les rayons incidents. L'incidence des rayons de Röntgen sur un solide provoque donc l'émission d'une radiation par sa surface. La plus grande partie de cette radiation réfléchie est diffusée, c'est-à-dire que les rayons incidents ayant une direction déterminée, les rayons réfléchis sont distribués dans toutes les directions. Il y a désaccord entre les observateurs quant à savoir si la réflexion diffuse (*diffuse return*), comme Sir Georges Stokes l'appelle, est accompagnée d'une réflexion spéculaire, ou en d'autres termes, si l'on a un excès de rayons réfléchis dans une direction pour laquelle l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence. Lord Blythwood ⁽¹⁾ et Rood ⁽²⁾ ont obtenu des photographies présentant cet effet, d'autres expérimentateurs n'ont pu les obtenir. La réflexion spéculaire doit être en tout cas faible, puisque la transparence d'une substance est la même en poudre et à l'état compact.

Il ne semble pas qu'on ait obtenu aucune polarisation des rayons primaires; la transparence de deux cristaux de tourmaline ou d'héraphthite placés l'un derrière l'autre est la même, que leurs axes soient croisés ou parallèles.

Les rayons de Röntgen augmentent la conductibilité électrique des liquides isolants aussi bien que celle des gaz ⁽³⁾; ils accroissent également l'absorption électrique des solides.

Curie ⁽⁴⁾ a récemment montré que les rayons du radium produisent le même effet sur les liquides.

Source des rayons.

347. Si l'on photographie des écrans percés de pinules et si l'on trace les droites joignant les fentes à leurs images, leur point d'intersection montre que les rayons de Röntgen ont leur origine au point frappé par les rayons cathodiques. Si ceux-ci frappent les parois du tube, c'est de la partie phosphorescente que partent les rayons.

Si l'on emploie un tube focus, c'est-à-dire ayant une cathode concave et un fragment d'une substance infusible au point de convergence des rayons cathodiques, c'est du point frappé par les rayons cathodiques que partent les rayons de Röntgen. Campbell

⁽¹⁾ Lord BLYTHSWOOD, *Proc. Roy. Soc.*, t. LIX, 1896, p. 330.

⁽²⁾ ROOD, *Sillimans Journal*, 4^e série, t. II, 1896, p. 173.

⁽³⁾ J.-J. THOMSON, *Nature*, t. LV, 1897, p. 606.

⁽⁴⁾ CURIE, *Comptes rendus*, t. CXXXIV, 1902, p. 420.

Swinton a montré que les rayons cathodiques qui frappent normalement la plaque sont plus aptes à produire des rayons de Röntgen que ceux qui la rencontrent obliquement. Les rayons de Röntgen produits par le choc des rayons cathodiques frappant une surface plane sont émis à peu près uniformément dans toutes les directions. L'expérience suivante le montre. On dispose une pellicule photographique hémisphérique telle que son centre soit C, point de la plaque métallique frappé par les rayons cathodiques allant dans une direction donnée. Les rayons de Röntgen produits impressionnent la pellicule et lorsqu'on la développe on la trouve uniformément impressionnée jusqu'au voisinage de la ligne où le plan de la plaque coupe la surface de la pellicule. Lorsque les rayons sont produits par le choc des rayons cathodiques contre les parois de verre du tube, les rayons X semblent plus nombreux dans la direction normale. C'est là un effet secondaire dû à l'absorption par le verre. Les rayons qui ont des directions obliques traversent une épaisseur de verre plus grande que ceux qui sont normaux et ils sont par suite plus affaiblis par l'absorption du verre.

Vitesse de propagation des rayons de Röntgen.

348. Brunhes ⁽¹⁾ et Blondlot ⁽²⁾ ont déterminé expérimentalement la vitesse des rayons de Röntgen. Marx ⁽³⁾ a récemment déterminé cette vitesse par une méthode dont le principe est le suivant. Soit A (*fig.* 203) un tube producteur de rayons de Röntgen. Une de ses électrodes K est reliée à un système vibrant dont la période d'oscillation est connue, par exemple à un système de Lecher. Lorsque K est cathode, l'anti-cathode C émet des rayons de Röntgen et ces rayons tombant sur une plaque métallique lui font émettre comme nous l'avons vu un courant de corpuscules. Si la plaque frappée par les rayons a une charge positive, l'émission des corpuscules sera retardée.

D est une plaque métallique disposée sur le trajet des rayons venant de C; un cylindre de Faraday F est placé en face et relié à un électromètre qui mesure la charge négative qu'il reçoit. D est relié au même système de Lecher que K, il y a donc une différence de phase définie entre leurs potentiels. La charge négative reçue par le cylindre sera maximum si D est chargée négativement lorsque

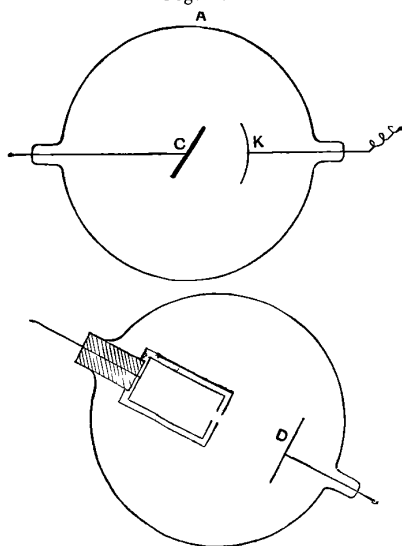
(1) BRUNHES, *Comptes rendus*, t. CXXX, 1900, p. 169.

(2) BLONDLOT, *Comptes rendus*, t. CXXXV, 1902, p. 666.

(3) MARX, *Ann. d. Phys.*, t. XX, 1906, p. 677.

les rayons de Röntgen la frappent, elle sera minimum dans le cas contraire. Pour fixer les idées supposons que K et D aient tous les

Fig. 203.



deux le même potentiel. Lorsque K est cathode, des rayons de Röntgen partent de C et quelque temps après frappent D; pendant le temps que les rayons ont mis pour aller de C à D, la phase du système a varié et lorsque les rayons atteignent D, elle a une charge positive et l'émission des corpuscules est retardée; mais si le temps mis par les rayons pour aller de C à D est égal à la période du système électrique ou à un multiple de cette période, D peut être négative lorsque les rayons la frappent et la charge reçue par le cylindre sera maximum. Si donc nous réglons la distance CD de telle sorte que la charge reçue par l'électromètre en un temps donné soit maximum et si nous connaissons la période de vibrations du système nous pouvons calculer la vitesse des rayons de Röntgen.

Cette méthode exige des précautions nombreuses pour lesquelles il faut se reporter au Mémoire de Marx.

Le résultat de ses recherches fut que les rayons de Röntgen se propageaient dans l'air avec la vitesse de la lumière.

Diffraction des rayons de Röntgen.

349. On a fait de nombreuses expériences pour savoir si, comme dans le cas de la lumière, on avait ou non intérieurement et extérieu-

rement à l'ombre portée par des objets de petites dimensions des variations d'intensité correspondant aux franges de diffraction. Röntgen (1) qui étudia cette question ne put s'assurer incontestablement que ces effets étaient dus à la diffraction. Fomm (2) observa dans la photographie d'une étroite fente lumineuse des bandes noires qu'il considéra comme analogues à des franges de diffraction; mais des expériences faites avec des fentes de dimensions différentes montrèrent que ce n'était pas là leur origine. Haga et Wind (3) les ont expliquées par des effets de contraste. Ces observateurs qui ont longtemps étudié cette question ont obtenu avec une fente étroite en forme de V, ayant seulement quelques centièmes de millimètre à son extrémité la plus large et ménagée dans une feuille de platine d'un demi-millimètre d'épaisseur environ, des effets qui seraient produits par la diffraction et qu'on ne peut expliquer autrement. La figure 204 (4) donne considérablement agrandie l'image d'une telle

Fig. 204.



fente. Dans cette figure les dimensions horizontales sont simplement doublées, les dimensions verticales sont 200 fois plus grandes. L'élargissement de la partie étroite montre l'action de la diffraction.

Pour obtenir le même élargissement avec de la lumière de longueur d'onde déterminée il faudrait que celle-ci fût de l'ordre de 2×10^{-8} cm.

Si nous admettons que les rayons de Röntgen sont dus à des pulsations discontinues, ce serait pour les rayons ayant servi aux expériences l'épaisseur de la pulsation.

350. Rien ne montre que les rayons de Röntgen soient déviés en passant à travers un champ magnétique suffisamment intense, pour imprimer à des rayons cathodiques une très grande déviation.

(1) RÖNTGEN, *Wied. Ann.*, t. LXIV, 1898, p. 18.

(2) FOMM, *Wied. Ann.*, t. LIX, 1896, p. 350.

(3) HAGA et WIND, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, 1899, p. 884.

(4) WIND, *Physikalische Zeitschrift*, t. II, 1901, p. 292.

CHAPITRE XXI.

PROPRIÉTÉS DES CORPS CHARGÉS EN MOUVEMENT.

351. Si les rayons de Röntgen se produisent lorsque des rayons cathodiques frappent un obstacle, et si ces derniers sont constitués par des particules chargées négativement, il est intéressant d'examiner ce qui se passe lorsqu'une particule chargée en mouvement est brusquement arrêtée.

Si une particule ayant une charge électrique e se meut uniformément suivant la direction de l'axe des z avec une vitesse ω , elle donne lieu en un point dont les coordonnées relatives à elle sont x, y, z à une polarisation électrique radiale égale à

$$\frac{e}{4\pi} \frac{V}{(V^2 - \omega^2)^{\frac{1}{2}}} \left[\frac{x^2 + y^2 + z^2}{\left(x^2 + y^2 + \frac{V^2}{V^2 - \omega^2} z^2\right)^{\frac{3}{2}}} \right]^{\frac{1}{2}},$$

et à une force magnétique dont les composantes α, β, γ parallèles respectivement aux axes des x, y et des z sont respectivement données par les équations

$$\alpha = - \frac{e V \omega}{(V^2 - \omega^2)^{\frac{1}{2}}} \frac{y}{\left(x^2 + y^2 + \frac{V^2}{V^2 - \omega^2} z^2\right)^{\frac{3}{2}}},$$

$$\beta = \frac{e V \omega}{(V^2 - \omega^2)^{\frac{1}{2}}} \frac{x}{\left(x^2 + y^2 + \frac{V^2}{V^2 - \omega^2} z^2\right)^{\frac{3}{2}}},$$

$$\gamma = 0,$$

V étant la vitesse de propagation d'une perturbation électrodynamique dans le milieu qui entoure la sphère (voir *Recent Researches in Electricity and Magnetism*, p. 18-19).

Si ω vitesse avec laquelle se meut la particule est faible devant V , la polarisation radiale devient

$$\frac{e}{4\pi} \frac{1}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}},$$

la même que si la particule était en repos, et les composantes de la

force magnétique sont données par

$$\begin{aligned} \alpha &= -e\omega \frac{y}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}, \\ \beta &= e\omega \frac{x}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}}, \\ \gamma &= 0. \end{aligned}$$

352. Dans un champ électrique pour lequel les composantes de la polarisation électrique sont f , g , h , celles de l'induction magnétique a , b , c , il existe un moment mécanique dont les composantes U , V , W par unité de volume sont données par les équations

$$\begin{aligned} U &= cg - bh, \\ V &= ah - cf, \\ W &= bf - ag \end{aligned}$$

(voir *Recent Researches*, p. 13).

Substituant les expressions trouvées pour la polarisation et la force magnétique due au mouvement de la particule chargée, et intégrant extérieurement à une petite sphère de rayon a ayant le point électrisé pour centre, nous trouvons, si P , Q , R sont les composantes dans cette direction du moment résultant provenant du milieu extérieur à la sphère,

$$\begin{aligned} P &= 0, \quad Q = 0. \\ (1) \quad R &= \frac{1}{2} \frac{\mu e^2}{a} \frac{V^2}{(V^2 - \omega^2)^{\frac{1}{2}}} \left[\mathfrak{S} \left(1 - \frac{1}{4} \frac{V^2}{\omega^2} \right) + \frac{1}{2} \sin 2\mathfrak{S} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{V^2}{\omega^2} \cos 2\mathfrak{S} \right) \right], \end{aligned}$$

où μ est la perméabilité magnétique du milieu et

$$\sin \mathfrak{S} = \frac{\omega}{V}$$

(voir *Recent Researches*, p. 21). Si ω est faible devant V , la valeur de R se réduit à

$$\frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{a} \omega.$$

Si donc m' est le masse de la particule, le moment dû à son mouvement ne sera pas $m'\omega$, mais par suite du moment du champ électromagnétique

$$m'\omega + R,$$

ou, si ω est faible,

$$\left(m' + \frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{a} \right) \omega.$$

La particule se comporte donc comme si sa masse était accrue de $\frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{\alpha}$.

353. Dans le cas général, si ω n'est pas faible, soit $\gamma = m \omega + R$, supposons qu'un champ magnétique H agisse sur la particule, perpendiculairement à la direction de son mouvement; la force mécanique agissant sur elle est $H e \omega$; si par suite dans l'intervalle de temps δt la direction du mouvement est déviée d'un angle $\delta \theta$, nous avons

$$\gamma \delta \theta = H e \omega \delta t,$$

si δs est un élément de la trajectoire, ρ son rayon de courbure,

$$\delta \theta = \frac{\delta s}{\rho} = \frac{\omega \delta t}{\rho},$$

$$\rho = \frac{X}{H e},$$

mais si $\frac{e}{m}$ est le rapport de la charge à la masse effective

$$\rho = \frac{m \omega}{H e},$$

par suite

$$m = \frac{X}{\omega} = m' + \frac{R}{\omega}.$$

L'expression (1) de R nous montre que lorsque ω se rapproche de V, $\frac{R}{\omega}$ augmente rapidement; par suite, si ce que nous appelons *masse électrique* est comparable à la masse mécanique, nous pouvons nous attendre à ce que $\frac{m}{e}$ varie avec la vitesse de la particule, s'accroissant si celle-ci s'accroît. L'expression donnée pour R nous montre que c'est seulement avec des particules animées de vitesses comparables à celle de la lumière que nous pouvons espérer mesurer cette variation; le radium heureusement nous fournit de telles particules et la détermination de la valeur de $\frac{m}{e}$ pour ces molécules animées de vitesses rapides a fait l'objet de recherches intéressantes de Kaufmann.

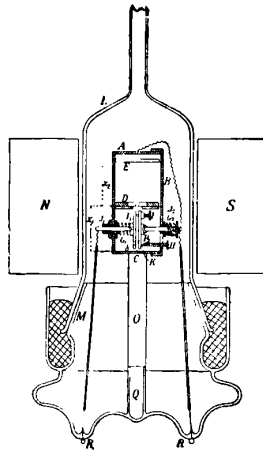
354. La figure 205 représente la méthode employée par Kaufmann (1).

Une petite quantité de radium est disposée en C dans un vase où l'on a fait le vide; les rayons qu'elle émet traversent un champ électrique intense dans l'espace compris entre les plaques parallèles P₁, P₂ distantes de 0^m,1525 et entre lesquelles est maintenue

(1) KAUFMANN, *Göttingen Nach.*, 8 nov. 1901.

une différence de potentiel de 6750 volts; ils passent ensuite à travers un petit trou D ménagé dans un diaphragme, puis frappent une

Fig. 205.



plaque photographique E. Pendant tout leur parcours de C à E, les rayons sont soumis à un champ magnétique produit par un électro-aimant NS. La déviation due au champ magnétique est perpendiculaire à celle due au champ électrique. Si les champs électrique et magnétique n'agissent pas, tous les rayons émis par le radium frappent la plaque photographique au même point; lorsqu'ils agissent, la déviation subie dépend de leur vitesse; les rayons animés de vitesses différentes ne frappent pas la plaque aux mêmes points et l'impression produite est une ligne courbe. On peut mesurer sur le cliché la déviation due au champ magnétique et celle due au champ électrique. Ces déviations nous permettent de déterminer (voir Chap. V) les valeurs de v , vitesse des particules et les valeurs correspondantes de $\frac{e}{m}$. Kaufmann trouva après une exposition de plusieurs jours une courbe bien définie qui lui permit de déterminer les valeurs suivantes de $\frac{e}{m}$ et de v :

$v \times 10^{-10}$.	$\frac{e}{m} \times 10^{-7}$.
2,83	0,63
2,72	0,77
2,59	0,975
2,48	1,17
2,36	1,31

Ces nombres montrent nettement que $\frac{e}{m}$ diminue lorsque la vitesse de la particule augmente; si e reste le même, la valeur de m croît

avec la vitesse. Comme cet accroissement doit être dû à la *masse électrique*, il s'ensuit que cette dernière doit être comparable à la masse mécanique. Pour trouver le rapport entre les deux, il nous faut faire quelques hypothèses sur la distribution de l'électricité sur le corpuscule. Kaufmann suppose que la distribution est la même que s'il était constitué par une sphère conductrice. Searle (1) a déterminé et étudié avec grand détail le champ électrique produit par une sphère conductrice électrisée en mouvement. Dans cette hypothèse Kaufmann calcula à la suite de ses expériences que la masse électrique d'un corpuscule animé d'une vitesse faible était environ $\frac{1}{3}$ de la masse mécanique.

Il montra que cette proportion dépendait de l'hypothèse qu'on avait pu faire relativement à la distribution électrique sur lui, par exemple, électrisation distribuée sur une surface sphérique ou dans le volume d'une sphère ou d'un ellipsoïde. Dans un Mémoire postérieur il montra que ses expériences concordaient avec l'hypothèse que la masse tout entière était d'origine électrique.

Il ne me semble pas que ce soit là une raison d'attribuer une conductibilité au corpuscule lui-même, et si la charge qu'il possède est la plus petite qui puisse exister, il ne paraît pas logique de la composer de charges plus petites et de déterminer l'effet total par une intégration. Je préfère considérer autrement le champ électrique produit par le corpuscule et supposer qu'il coïncide avec la partie du champ due à un point chargé, extérieure à une petite sphère de rayon a , ayant ce point chargé pour centre.

Dans cette hypothèse la masse électrique est $\frac{R}{w}$, R étant donné par l'équation (1), page 648. A partir de cette formule, j'ai calculé, en supposant que la masse entière du corpuscule est d'origine électrique, le rapport des masses de corpuscules animés des vitesses qu'on obtient dans les expériences de Kaufmann, aux masses de corpuscules dont les vitesses seraient très faibles. La Table suivante donne les valeurs de ce rapport (ρ), ρ' étant les valeurs observées par Kaufmann :

$v \times 10^{-10}$.	ρ' .	ρ .
2,85	3,1	3,09
2,72	2,42	2,43
2,59	2,0	2,04
2,48	1,66	1,83
2,36	1,5	1,65

(1) SEARLE, *Phil. Mag.*, 5^e série. t. XLIV, 1897, p. 340.

Les différences entre les valeurs de ρ observées et calculées ne diffèrent pas de plus de 10 pour 100, ce qui donne à penser que la masse entière du corpuscule est d'origine électrique. Dans cette hypothèse, la masse d'un corpuscule lent est $\frac{2}{3} \frac{\mu e^2}{a}$ ou $\frac{m}{e} = \frac{2}{3} \frac{\mu e}{a}$.

En tenant compte des valeurs connues de $\frac{m}{e}$ et de e , nous trouvons a égal à environ 10^{-13} cm. Si la masse du corpuscule est entièrement d'origine électrique, la question suivante se pose : la masse de tous les corps a-t-elle la même origine ?

355. Les phénomènes que nous avons décrits dans la première partie de cet Ouvrage montrent que les corpuscules sont un constituant de tous les corps ; une partie de la masse de ceux-ci est donc due aux corpuscules et a par suite une origine électrique. On imagine facilement un atome dont la masse serait entièrement électrique.

Supposons que l'atome soit constitué par un grand nombre de corpuscules négatifs, chaque corpuscule étant associé à une charge correspondante positive, et que ces charges positives occupent un volume plus grand que les corpuscules. L'ensemble ainsi formé se compose d'une distribution d'électricité positive dans une sphère, les corpuscules étant distribués dans la sphère de manière à être en équilibre sous l'action de leurs propres répulsions et de la force attractive qui s'exerce au centre de la sphère et qui provient de la charge positive.

Nous avons en fait un atome semblable à celui décrit par Lord Kelvin dans son Mémoire *Æpinus Atomized* (*Phil. Mag.*, mars 1902). Si le rayon de la sphère occupée par l'électrisation positive est grand devant le rayon d'un corpuscule, on voit facilement que la masse de l'atome différera peu de la somme des masses des corpuscules individuels considérés comme des systèmes distincts. Par conséquent dans n'importe quelle transformation, aggrégation ou dissociation d'un système d'atomes, les variations de masse seront extrêmement faibles devant la masse totale des atomes à un moment donné puisque le nombre de corpuscules ne varie pas. Si cependant la masse tout entière est due aux corpuscules, le nombre de ces derniers dans l'atome sera beaucoup plus grand qu'on ne l'avait supposé dans les recherches des paragraphes 161 et 192.

356. Nous pouvons examiner à un autre point de vue cette question de la masse électrique, qu'on peut plus facilement étudier en considérant le cas simple d'une particule chargée en mouvement.

Si a , b , c sont les composantes de l'induction magnétique; f , g , h , les composantes de la polarisation, c'est-à-dire le nombre de tubes de Faraday traversant l'unité d'aire perpendiculaire à leur direction, les composantes du mouvement dans le champ sont

$$cg - bh, \quad ah - cf, \quad bf - ag.$$

Le champ magnétique est dû au mouvement des tubes de Faraday, et si le point se meut parallèlement à l'axe des z avec une vitesse ω , nous avons

$$\begin{aligned} a &= -4\pi\mu\omega g, \\ b &= 4\pi\mu\omega f, \\ c &= 0, \end{aligned}$$

où μ est la perméabilité magnétique du milieu à travers lequel se déplacent les tubes de Faraday. Substituant ces valeurs de a , b , c dans les composantes du moment, celles-ci deviennent

$$-4\pi\mu\omega fh \quad -4\pi\mu\omega gh \quad 4\pi\mu(f^2 + g^2 + h^2)\omega - 4\pi\mu h^2\omega.$$

Le moment résultant est à angle droit sur la direction des tubes de Faraday et dans le plan passant par ce dernier et la direction du mouvement de la particule. Ce moment résultant a pour valeur

$$4\pi\mu(f^2 + g^2 + h^2)\omega \sin\theta,$$

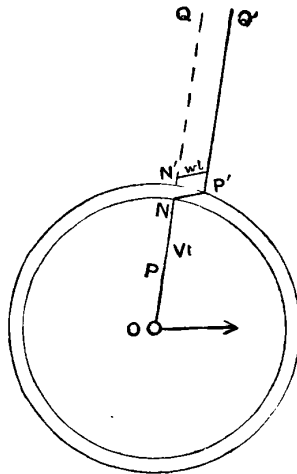
θ étant l'angle du tube de Faraday avec la direction de son mouvement. $\omega \sin\theta$ est donc la composante de la vitesse du tube suivant sa longueur. Nous voyons que le moment dans le champ est le même que si les tubes de Faraday entraînaient en se déplaçant perpendiculairement à leur direction une masse d'éther égale à $4n\mu(f^2 + g^2 + h^2)$ par unité de volume. Ils n'entraîneraient rien dans le sens de leur longueur. Le moment dans le champ est le moment de cette portion d'éther. Dans cette hypothèse la masse électrique d'un corps chargé correspondrait à la masse de l'éther entraîné ou emprisonné dans les tubes de Faraday qui l'accompagnent. J'ai longuement discuté ce point dans *Electricity and Matter*.

Effet produit par un arrêt brusque d'une particule chargée en mouvement.

357. L'auteur a étudié analytiquement cette question dans le *Philosophical Magazine* de février 1897. L'étude géométrique ci-dessous repose sur la méthode des tubes de Faraday. Considérons le cas d'un point chargé se déplaçant assez lentement pour que les

tubes de Faraday soient distribués uniformément, et supposons qu'il s'arrête brusquement. Ceci aura pour conséquence l'émission d'une pulsation qui s'éloignera de lui avec une vitesse V ; mais si les tubes de Faraday ont de l'inertie, ils continueront à se mouvoir avec une certaine vitesse uniforme et parallèlement à l'axe des z jusqu'à ce que la pulsation les atteigne, c'est-à-dire ils continueront leur mouvement comme avant l'arrêt du point. Examinons ce que fera un tube qui au moment de l'arrêt de la charge a la position P, Q , et voyons quel sera son état un instant t après l'arrêt; une pulsation dont l'épaisseur δ dépend du temps que la particule a mis à s'arrêter a parcouru une distance Vt . Sur le front de cette pulsation le mouvement des tubes n'a pas été affecté, c'est-à-dire ils ont parcouru un chemin ωt parallèlement à eux-mêmes, ωt étant compté suivant l'axe des z . Derrière elle ils conservent la direction qu'ils avaient avant l'arrêt. En avant et en arrière de la pulsation ils peuvent être représentés par ON, P', Q' et par suite, pour conserver sa continuité, le tube

Fig. 206.



sera courbé dans la pulsation et aura une composante tangentielle d'une valeur notable. L'arrêt du point produira une composante tangentielle de la force électrique que nous allons calculer en supposant la pulsation assez mince pour que nous puissions considérer le tube comme approximativement rectiligne. Nous avons

$$(1) \quad \frac{\text{Polarisation électrique tangentielle}}{\text{Polarisation électrique normale}} = \frac{P'N}{N'N} = \frac{\omega \sin \theta t}{\delta},$$

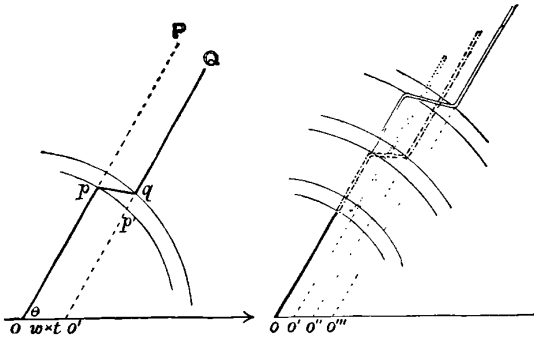
t étant le temps écoulé depuis l'arrêt de la particule et δ l'épaisseur de la pulsation. Le diagramme de droite de la figure 207 montre les aspects du tube à des instants comptés à partir de l'arrêt, représentés par o' , o'' , o''' , si la particule n'avait pas été arrêtée.

La polarisation électrique normale à une distance r de la particule étant égale à $\frac{e}{4\pi r^2}$ et V étant la vitesse de propagation de la perturbation $Ut = r$, nous avons à partir de (1)

$$\text{Polarisation électrique tangentielle} = \frac{e}{4\pi r\delta} \frac{\omega \sin \theta}{V}.$$

Comme cette polarisation électrique se déplace perpendiculairement à elle-même avec une vitesse V , elle donnera lieu à une force magnétique égale à $4\pi V$ fois la polarisation, c'est-à-dire à $\frac{e}{r\delta} \omega \sin \theta$; la direction de cette force est perpendiculaire à la polarisation et à la vitesse des tubes. La force est ainsi dirigée en sens inverse de la force magnétique avant l'arrêt de la particule. Par suite dans la pulsation nous avons (1) une polarisation électrique tangentielle égale à $\frac{e \omega \sin \theta}{4\pi r\delta V}$ et (2) une force magnétique égale à $\frac{e \omega \sin \theta}{r\delta}$.

Fig. 207.



Comme celles-ci varient simplement en raison inverse de la distance à la particule pendant que la polarisation et la force magnétique avant l'arrêt varient en raison inverse du carré de cette distance, leurs grandeurs dans la pulsation seront, sauf au voisinage immédiat de la particule, très grandes comparées à leurs valeurs extérieurement à la pulsation. Ainsi l'arrêt d'une particule chargée est accompagné de la propagation d'une pulsation mince de force électrique et magnétique très intenses; les pulsations ainsi produites constituent, je crois, les rayons de Röntgen. On voit, d'après la théorie électromagnétique de la lumière, que ces pulsations que nous sup-

posons constituer les rayons de Röntgen sont identiques pour beaucoup de points aux ondulations de la lumière ordinaire; elles consistent en effet en forces électriques et magnétiques perpendiculaires l'une à l'autre et à la direction de propagation. La différence qui existe entre les rayons de Röntgen et un rayon de lumière du sodium est que l'épaisseur de la pulsation qui constitue le rayon de Röntgen est très faible si on le compare à la longueur d'onde de la lumière du sodium et que dans les rayons de Röntgen on ne trouve pas ce caractère périodique qui existe dans un train d'ondes de longueur d'onde constante.

Sir Georges Stockes, à l'occasion de la Wilde Lecture devant la Société philosophique de Manchester, a montré que la plupart des différences entre les rayons de Röntgen et la lumière ordinaire, comme par exemple l'absence de réfraction, peuvent s'expliquer en supposant les rayons de Röntgen constitués par des pulsations dont l'épaisseur est très faible devant la longueur d'onde de la lumière visible.

Sommerfeld (1) a étudié très complètement à ce point de vue leur diffraction.

358. Si H est la force magnétique dans la pulsation, l'énergie par unité de volume est $\frac{\mu}{4\pi} H$ (la moitié est due au champ électrique, la moitié au champ magnétique); substituant la valeur de H et intégrant dans le volume de la pulsation nous trouvons que l'énergie est

$$\frac{2}{3} \frac{\mu e^2 \omega^2}{l\delta}.$$

Ainsi, la quantité d'énergie rayonnée par la pulsation varie en raison inverse de l'épaisseur et l'épaisseur dépend de la rapidité avec laquelle la particule est arrêtée. Si l'arrêt est très brusque la pulsation est mince, s'il est progressif elle est plus épaisse. Le rapport de l'énergie rayonnée à l'énergie du champ est $\frac{2a}{\delta}$, a étant le rayon du corpuscule (voir p. 649). Si δ est égal à $2a$, l'énergie totale (en supposant que la masse tout entière est d'origine électrique) est rayonnée. Avec des pulsations plus épaisses une portion seulement de l'énergie est rayonnée, le reste est absorbé au moment de l'arrêt.

359. Dans les recherches qui précèdent, nous avons supposé

(1) SOMMERFELD, *Physik. Zeits.*, 1900, 1, p. 105; 2, p. 55.

que la vitesse de la particule est faible si on la compare à la vitesse de la lumière. On peut appliquer la même méthode si l'on supprime cette restriction.

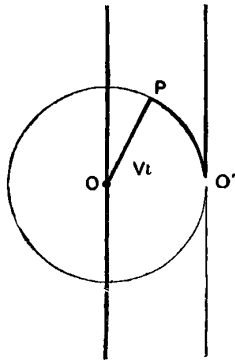
M. Searle a montré que dans ce cas le polarisation électrique tangentielle était égale à

$$\frac{e}{4\pi r^2 \delta} \frac{\omega \sin \theta}{V - \omega \cos \theta},$$

résultat obtenu déjà par le D^r Heaviside par une autre méthode (*Electrician*, oct. 1901).

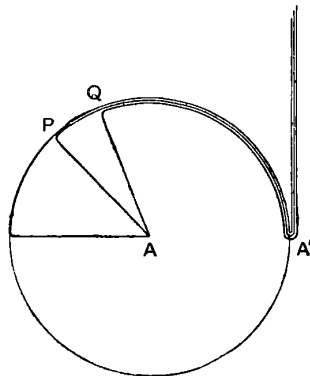
360. Si les particules se meuvent avec la vitesse de la lumière, les

Fig. 208.



forces électriques et magnétiques avant l'arrêt sont localisées dans

Fig. 209.



un plan passant par le centre de la sphère et à angle droit sur la direction du mouvement.

Pour trouver ce qui se passe un temps t après l'arrêt d'une telle particule, nous pouvons appliquer les mêmes principes que précédemment, c'est-à-dire que le champ, à l'extérieur de la pulsation de rayon Vt , est le même que si la particule avait continué à se mouvoir uniformément avec la vitesse qu'elle avait avant l'arrêt, et qu'entre la particule chargée et la pulsation la distribution des tubes de Faraday est uniforme. Nous avons donc une déformation des tubes de Faraday telle que celle de la figure 209. Le plan de la force électrique et magnétique se déplace comme si la particule n'avait pas été arrêtée puisqu'il se déplace toujours à l'extérieur de la sphère de rayon Vt , et l'on a en plus une pulsation sphérique formée par les parties joignant les tubes de Faraday intérieurs à la sphère à celles qui sont à l'extérieur.

361. Pour trouver la valeur de la polarisation tangentielle T , nous pouvons procéder ainsi : soit un élément de la pulsation ABCDEFGH formé par l'intersection de deux plans méridiens ABFE, DCGH, faisant entre eux un angle $\delta\varphi$, et de deux cônes BCGF, ADHE, dont les demi-angles au sommet sont θ et $\theta + \delta\theta$ avec les sphères limitant à l'intérieur et à l'extérieur la pulsation. Puisque à l'intérieur de cet élément il n'y a pas d'électricité libre le nombre de lignes de force qui quittent la face BCGF doit être égal à la somme de celles qui pénètrent par les faces ADEH et EFGH; par suite, si δ est l'épaisseur de la pulsation, T la polarisation tangentielle, nous avons

$$\frac{d}{d\theta} (T \delta r \sin \theta d\Phi) d\theta = \frac{e}{4\pi r^2} r d\theta r \sin \theta d\Phi$$

ou

$$\frac{d}{d\theta} (T \delta r \sin \theta) = \frac{e}{4\pi} \sin \theta$$

ou

$$T = \frac{e}{4\pi r \delta} \frac{1 - \cos \theta}{\sin \theta}.$$

H , force magnétique dans la pulsation sphérique, est donnée par l'équation

$$H = \frac{eV}{r\delta} \frac{1 - \cos \theta}{\sin \theta}.$$

Forces magnétiques et électriques ayant pour origine l'accélération du mouvement des particules chargées.

362. Nous avons supposé dans l'étude faite (§ 357) que la particule revenait au repos. On peut employer la même méthode pour étudier

les effets produits par des variations de vitesse moins grandes, lorsque cette dernière varie sans s'annuler. Nous avons vu (§ 357) que lorsqu'une particule animée d'une vitesse ω s'arrête, c'est-à-dire lorsque sa vitesse varie de ω , une polarisation électrique tangentielle T et une force magnétique tangentielle H prennent naissance et à une distance r de la particule, un temps $\frac{r}{V}$ après l'arrêt, elles ont les valeurs données par les équations

$$T = \frac{e\omega \sin \theta}{4\pi r \delta V}, \quad H = \frac{e\omega \sin \theta}{r \delta}.$$

Si τ est le temps mis par la particule pour s'arrêter, δ épaisseur de la pulsation est égal à $V\tau$; nous pouvons donc écrire

$$T = \frac{e\omega \sin \theta}{4\pi V^2 r \tau}, \quad H = \frac{e\omega \sin \theta}{r V \tau}.$$

Si maintenant la vitesse de la particule, au lieu de diminuer de ω dans le temps τ , croît de $\delta\omega$ dans le même temps, nous pouvons montrer par la même méthode qu'on a une polarisation électrique tangentielle T' et une force magnétique H' données par les équations

$$T' = -\frac{e\delta\omega \sin \theta}{4\pi V^2 r \tau}, \quad H' = -\frac{e\delta\omega \sin \theta}{r V \tau},$$

$\delta\omega$ étant l'accroissement de vitesse dans le temps τ , $\delta\omega = f\tau$, f étant l'accélération de la particule.

Substituant cette valeur de $\delta\omega$, il vient

$$T' = -\frac{ef \sin \theta}{4\pi V^2 r}, \quad H' = -\frac{ef \sin \theta}{r V}.$$

Ainsi, une particule chargée dont la vitesse s'accélère produit dans le champ environnant des forces tangentielles électriques et magnétiques qui varient en raison inverse de la distance à la particule.

D'après le théorème de Poynting, la vitesse avec laquelle l'énergie est rayonnée radialement par unité de surface est $V^2 T' H'$; en intégrant cette expression sur la surface d'une sphère ayant pour centre la particule, on trouve que la vitesse avec laquelle l'énergie traverse la surface est $\frac{2}{3} \frac{e^2 f^2}{V}$, résultat donné par Larmor (*Phil. Mag.*, 5^e série, t. XLIV, 1897, p. 503).

363. Du fait qu'elle rayonne de l'énergie, la particule a son mouvement modifié. Ainsi, supposons que la particule ait une masse m et soit soumise à une force uniforme X ; si v est sa vitesse, son énergie

cinétique est $\frac{1}{2} m v^2$ et son accélération $\frac{dv}{dt}$. Supposons que dans le temps δt , la particule ait parcouru une distance δx , le travail des forces extérieures est $X e \delta x$, il doit être égal à la somme de l'accroissement d'énergie cinétique et de l'énergie rayonnée pendant ce temps δt

$$X e \delta x = \delta \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) + \frac{2}{3} \frac{e^2}{V} \left(\frac{dv}{dt} \right)^2 \delta t$$

ou

$$(1) \quad X e v = m v \frac{dv}{dt} + \frac{2}{3} \frac{e^2}{V} \left(\frac{dv}{dt} \right)^2.$$

Cette équation nous montre que si la particule part du repos, son accélération est nulle au début au lieu d'être $\frac{X e}{m}$.

Si l'on résout l'équation (1) on trouve

$$(2) \quad t = \frac{2}{3} \frac{e^2}{V} \frac{1}{m} \left(\log \frac{X e}{X e - m \frac{dv}{dt}} + \frac{m \frac{dv}{dt}}{X e - m \frac{dv}{dt}} \right).$$

Ainsi, si T est le temps que met l'accélération pour atteindre la moitié de sa valeur finale $\frac{X e}{m}$, nous avons

$$T = \frac{2}{3} \frac{e^2}{V} \frac{1}{m} (\log_e 2 + 1).$$

Le Tableau suivant donne une série de valeurs correspondantes de

$$\frac{t}{\frac{2}{3} \frac{e^2}{V m}} \text{ et de } \frac{m \frac{dV}{dt}}{X e} :$$

$\frac{t}{\frac{2}{3} \frac{e^2}{V m}}$	$\frac{m \frac{dV}{dt}}{X e}$
0	0
0,217	0,1
0,473	0,2
0,783	0,3
1,177	0,4
1,693	0,5
2,416	0,6
3,537	0,7
5,611	0,8
11,302	0,9
∞	1,0

Ainsi, à moins qu'il ne se soit écoulé un temps comparable à $\frac{e^2}{\sqrt{v}m}$, l'accélération de la particule et par conséquent la vitesse avec laquelle elle perd de l'énergie par radiation seront faibles si on les compare à leurs valeurs finales; si donc une pulsation de force électrique passe sur une particule chargée, la proportion d'énergie rayonnée sera beaucoup plus faible lorsque la pulsation sera assez mince pour que le temps qu'elle met à franchir la particule soit comparable à T , que si elle est assez épaisse pour que ce temps soit beaucoup plus long. Par suite les pulsations seront d'autant plus pénétrantes qu'elles seront plus minces. L'expression du coefficient d'absorption des rayons de Röntgen donné paragraphe 161 s'applique seulement au cas où la pulsation est assez épaisse pour que le temps qu'elle met à franchir une particule chargée soit grand devant $\frac{e^2}{m\sqrt{v}}$; le coefficient d'absorption de pulsations plus minces est beaucoup plus petit.

FIN.

INDEX.

	Pages.		Pages.
<i>Absorption</i> des gaz pendant la décharge.....	551	différents gaz.....	608
De la lumière et ses rapports avec les effets photoélectriques.....	257	Distribution du potentiel entre les électrodes.....	609
Des rayons α	361	Électrodes exploratrices.....	610
Des rayons β	375 et suiv.	Influence de la pression sur la différence de potentiel....	607
Des rayons cathodiques.....	374	Influence d'un champ magnétique.....	619
Des rayons de Röntgen. 292,	301	Relation entre la différence de potentiel, le courant et la longueur de l'arc.....	604
Des rayons γ	370	Température de l'arc.....	604
Théorie.....	405	Théorie.....	611
<i>Actinium</i>	349, 352	<i>Arons.</i> — Différence de potentiel nécessaire pour maintenir un arc dans différents gaz..	608
<i>Aitken.</i> — Influence des poussières sur les brouillards	165, 215	Relation entre la différence de potentiel et le courant dans l'arc.....	606
<i>Allen H.-S.</i> — Ions produits par les rayons secondaires de Röntgen.....	315	<i>Arrhenius.</i> — Aurore boréale... Conductibilité des flammes...	198 232, 236
<i>Allen et Rutherford.</i> — Vitesse de déperdition de l'électricité dans l'air.....	5	Vent électrique.....	506
<i>Almy.</i> — Décharge par un fil fin.....	502, 504	<i>Aselmann.</i> — Électrisation due au barbotage à travers l'eau.	429
Influence d'une force magnétique sur la décharge.....	577	<i>Atome.</i> — Nombre de corpuscules dans l'atome.....	327
Rigidité des diélectriques solides.....	460	<i>Atomique (Poids)</i> du radium... Aurore boréale.....	350 198
<i>Arc électrique.</i> — Arcs entre électrodes constituées par des métaux divers.....	606	<i>Austin.</i> — Émission de corpuscules résultant du choc des ions positifs contre un corps solide.....	485
Arc intermittent.....	606	<i>Austin et Holborn.</i> — Désintégration de la cathode.....	518
Arc sifflant.....	618		
Aspects de l'arc électrique....	604		
Chute de potentiel à l'anode et à la cathode.....	609		
Différence de potentiel nécessaire pour le maintenir dans			

	Pages		Pages.
<i>Austin et Starke.</i> — Réflexion des rayons cathodiques.....	398	<i>Becker.</i> — Absorption des rayons cathodiques.....	386
Vitesse des rayons cathodiques réfléchis.....	400	Action des rayons β sur les solides et les liquides.....	331
<i>Ayrton (M^{me}).</i> — Chute de potentiel à l'anode.....	610	Rapport de la charge à la masse d'un corpuscule.....	130
Arc sifflant.....	618	<i>Becquerel.</i> — Rapport de la charge à la masse pour les ions négatifs du radium.....	140
Aspects de l'arc électrique....	604	Rapport de la charge à la masse pour les rayons α du radium.....	356
<i>Ayrton (W.).</i> — Relation entre le courant et la différence de potentiel dans l'arc.....	605	Réflexion des rayons β	390
<i>Azote.</i> — Potentiel explosif dans l'azote.....	448	<i>Bémont.</i> — Découverte du radium.....	349
<i>Baille.</i> — Décharge disruptive..	437, 440	<i>Benoist.</i> — Absorption des rayons de Röntgen.....	304
Décharge dans un champ non uniforme.....	460	Ionisation des gaz par les rayons de Röntgen.....	293
<i>Baker.</i> — Influence de l'humidité sur les combinaisons chimiques.....	172	<i>Berliner.</i> — Émission de gaz par les solides incandescents..	215
<i>Baly.</i> — Décharge stratifiée....	564	<i>Bidwell.</i> — Conductibilité électrique provoquée par le phosphore.....	424
<i>Baly et Ramsay.</i> — Pression critique dans l'oxygène.....	542	<i>Birkeland.</i> — Influence d'un champ magnétique sur la décharge.....	577
<i>Barkla.</i> — Diffusion des rayons de Röntgen.....	309	Spectre magnétique des rayons cathodiques.....	632
Polarisation des rayons de Röntgen.....	322	<i>Bloch.</i> — Ionisation provoquée par le phosphore.....	424
Rayons de Röntgen secondaires.....	321	Mobilité des ions dus à une action chimique.....	423
<i>Barus.</i> — Conductibilité électrique provoqué par le phosphore.....	424	<i>Blondel.</i> — Arc entre électrodes constituées par des métaux différents.....	607
Électrisation d'un jet de vapeur.....	163	<i>Blondlot.</i> — Conductibilité de l'air à température élevée.....	188
<i>Barbotage à travers l'eau</i> (Électrisation produite par le)..	173, 427	Vitesse des rayons de Röntgen.	644
<i>Battelli.</i> — Pression critique dans l'oxygène.....	542	<i>Blyth.</i> — Distribution du potentiel dans la décharge disruptive.....	464
<i>Beattie.</i> — Ionisation produite par les sels métalliques lorsqu'on les chauffe.....	426		

Pages.	Pages.
<i>Blythwood (Lord)</i> . — Réflexion des rayons de Röntgen.... 643	duits par la lumière ultraviolette..... 261
<i>Bohr</i> . — Pression critique dans l'oxygène..... 542	<i>Bumstead</i> . — Chaleur développée par les rayons de Röntgen. 321
<i>Bouty</i> . — Potentiel disruptif. 437, 467	<i>Bumstead et Wheeler</i> . — Poids moléculaire de l'émanation du radium..... 351
Relation entre le potentiel disruptif et la pression..... 467	<i>Burgess et Waidner</i> . — Température des électrodes dans l'arc. 604
<i>Boys</i> . — Déperdition électrique à travers l'air..... 2	<i>Cady</i> . — Effets thermiques dus aux rayons cathodiques.... 627
<i>Bragg et Kleeman</i> . — Absorption des rayons α 361	<i>Campbell</i> . — Ions produits par une décharge disruptive.... 505
<i>Branly</i> . — Électrisation par les solides incandescents..... 191	Radioactivité de la matière ordinaire.....415 et suiv.
<i>Braun</i> . — Électrisation par les flammes..... 231	<i>Campbell et Wood</i> . — Variation de l'ionisation à l'intérieur d'un récipient fermé..... 419
Ionisation dans l'onde explosive..... 229	<i>Campbell Swinton</i> . — Forme creuse d'un pinceau de rayons cathodiques..... 633
<i>Breisig</i> . — Effets photoélectriques dans différents gaz..... 269	Parcours des rayons cathodiques..... 634
<i>Brillouin</i> . — Propriétés photoélectriques de la glace.... 289	Production des rayons de Röntgen..... 644
<i>Brooks (Miss)</i> . — Production de chaleur dans les décharges.. 519	Phosphorescence excitée par les rayons cathodiques.... 623
<i>Brooks et Rutherford</i> . — Poids moléculaire de l'émanation du radium..... 351	Réflexion des rayons cathodiques..... 398
<i>Brouillards</i> . — Produits par action chimique..... 164	<i>Canaux (Rayons)</i> 145, 637
Formés autour des ions..... 150	Déviations magnétique.. 146, 638
Pouvoirs relatifs des ions positifs et négatifs..... 175	Charge positive transportée par..... 146, 641
Produits par les fils incandescents..... 215	Oxydation qu'ils provoquent. 639
Produits par les gaz dégagés par électrolyse..... 421	Luminosité qu'ils produisent. 640
<i>Brunhes</i> . — Vitesse des rayons de Röntgen..... 644	<i>Cantor</i> . — Relation entre l'oxydation et les effets photoélectriques..... 289
<i>Buisson</i> . — Action de la lumière ultraviolette sur l'air..... 170	<i>Capstick</i> . — Chute cathodique de potentiel..... 536
Effet photoélectrique dans les gaz..... 253	<i>Caractéristique (Courbe)</i> de la décharge..... 580
Mobilité des ions négatifs pro-	<i>Carey-Foster et Pryson</i> . — Relation entre le potentiel disruptif et la longueur d'étincelle. 440

	Pages.		Pages.
<i>Carr.</i> — Influence de la nature des électrodes sur la décharge.....	437	<i>Chimique.</i> — Action chimique des rayons cathodiques....	623
Potentiel disruptif.....	437, 442, 445, 446	Action chimique des rayons canaux.....	637
<i>Cathode.</i> — Action du courant sur la.....	541	Action sur un jet de vapeur.	163
Chute de potentiel à la.....	534	Électrisation due à une action chimique.....	421
La chute de potentiel dépend de la nature de la cathode..	536-537	<i>Child.</i> — Gradient de potentiel dans un gaz ionisé.....	80
Des impuretés du gaz.....	537	<i>Chrystal.</i> — Relation entre le potentiel disruptif et la longueur de la décharge.....	440
Densité de courant à la cathode.	538	<i>Cohésion diélectrique</i>	467
Désintégration de la cathode.	546	<i>Collie et Ramsay.</i> — Décharge dans l'hélium.....	449
Distribution du potentiel au voisinage de la cathode....	534	<i>Collision.</i> — Ionisation par....	270, 471 et suiv. 484
<i>Cavallo.</i> — Ionisation par les solides incandescents.....	188	<i>Coloration</i> des sels des métaux alcalins produite par les rayons cathodiques.....	622
<i>Champ électrique.</i> — Action sur la conductibilité électrique des gaz.....	11	<i>Colson.</i> — Noyaux émis par les métaux.....	172
<i>Charge.</i> — Charge électrique des ions.....	75	<i>Condensation</i> autour des ions positifs et négatifs.....	175, 176
Détermination de la charge électrique transportée par un ion.....	151 et suiv.	<i>Conduction</i> électrique à travers l'air.....	1 et suiv.
Détermination du rapport de la charge à la masse de l'ion négatif à basse pression...	117 et suiv.	<i>Conductibilité des gaz.</i> — Conductibilité de l'air.....	1 et suiv.
Des corpuscules émis par le radium.....	140	Conductibilité de l'air dans les grottes et les caves.....	7
<i>Chaleur.</i> — Produite par la décharge.....	518	Conductibilité de l'air qu'on a introduit dans un vase clos.	6
Produite par les rayons de Röntgen.....	320, 330	Des flammes.....	228
Produite par les rayons cathodiques.....	226	Provoquée par le barbotage dans l'eau.....	427
Influence de la chaleur sur la chute cathodique de potentiel.....	535	Provoquée chez les solides par l'émission de corpuscules.	206
<i>Chattock.</i> — Mobilité des ions dans la décharge par pointes.	67, 198	Influence sur elle d'un champ électrique.....	11
		Propriétés générales.....	9
		On peut l'enlever par filtration.	11
		Relation entre le courant et la différence de potentiel.	12, 92
		<i>Constitution</i> de la décharge....	519

	Pages.		Pages.
<i>Cook</i> . — Pouvoir actinique de la décharge disruptive.....	505	<i>Cunningham</i> . — Absorption de l'azote par des électrodes de carbone.....	551
<i>Cooke</i> . — Influence d'écrans sur la conductibilité à l'intérieur d'un récipient clos.....	6, 44	<i>Curie</i> (M. et M ^{me}). — Activité du radium.....	351
<i>Corpuscules</i> . — Corpuscules lents.	373	Caractère de la radiation du radium.....	351
Émis par les fils chauds.....	196	Découverte du radium.....	349
Émis par les oxydes. 191, 201,	476	Émission de corpuscules négatifs par le radium... 140,	351
Émis par les métaux exposés à la lumière ultraviolette...	265	Gaz radioactif émis par le radium.....	351
Émis par les métaux exposés aux rayons canaux.....	484	Ionisation due à l'uranium....	336
Émis par les substances radioactives.....	140	Poids atomique du radium....	350
Ionisation qu'ils produisent dans un gaz en se déplaçant.	270, 470	Radioactivité induite due au radium.....	351
Nombre des corpuscules dans l'atome.....	226, 381	<i>Curie</i> (M ^{me}). — Absorption des rayons du polonium.....	361
<i>Coulter</i> . — Action de la poussière sur la condensation des brouillards.....	165	Découverte du polonium.....	350
<i>Coulomb</i> . — Déperdition à travers l'air.....	1	<i>Curie</i> . — Influence des rayons du radium sur la conductibilité des liquides.....	613
<i>Courbe</i> . — Caractéristique d'une décharge.....	580	<i>Curie</i> et <i>Sagnac</i> . — Émission d'électricité négative par les plaques exposées aux rayons de Röntgen.....	316
<i>Critique</i> . — Longueur d'étincelle critique.....	440	<i>Courants</i> . — Courant de saturation.....	13
Pression critique dans le cas de la décharge disruptive. 444,	491	Dans le cas d'une décharge à travers une flamme.....	123
<i>Crookes</i> (Sir W.). — Désintégration de la cathode.....	547	Densité de courant à la cathode.....	538
Pouvoir isolant d'un vide élevé.....	6	Influence du courant sur la cathode, sur la chute de potentiel.....	541
Espace sombre.....	486, 527	Relation entre le courant et la différence de potentiel dans le cas d'une décharge à travers un gaz.....	13, 92
Effets mécaniques provoqués par les rayons cathodiques.	628	Variation du courant avec la différence de potentiel dans le cas de la déperdition sous l'influence de la lumière ultraviolette.....	58
Phosphorescence provoquée par les rayons cathodiques.	623	Variation dans le cas de la décharge par une pointe.....	502
Rayons cathodiques.....	622		
Répulsion de deux faisceaux de rayons cathodiques....	636		
Stratifications.....	564		
<i>Crowther</i> . — Absorption des rayons β	384		

	Pages.		Pages.
<i>Courants gazeux</i> produits par le mouvement des ions.....	78	Influence de variations rapides du potentiel.....	435
<i>Debierne.</i> — Actinium....	349-352	Retard de la décharge.....	432
<i>Demarçay.</i> — Spectre du radium.	350	Théorie de la décharge disruptive.....	470
<i>Déperdition</i> à travers l'air dans les récipients clos....	1 et suiv.	<i>Désintégration</i> de la cathode....	546
<i>Des Coudres.</i> — Valeur de $\frac{e}{m}$ pour les rayons du radium.	356	Des fils incandescents.....	215
Vitesse des rayons cathodiques.....	131	<i>Distance</i> entre les stratifications.	564
Vitesse des rayons cathodiques après passage à travers des plaques métalliques.....	389	<i>Döppler.</i> — Effet Döppler avec les rayons canaux.....	641
<i>Déviati</i> on magnétique des rayons du radium.....		<i>Dorn.</i> — Chaleur produite par les rayons de Röntgen.....	330
<i>Desvar.</i> — Chaleur produite par les décharges.....	519	Émission d'ions négatifs par une plaque exposée aux rayons de Röntgen.....	316
<i>Diffraction</i> des rayons de Röntgen	646	Vitesse des corpuscules dans les rayons secondaires de Röntgen.....	317
<i>Diffusion</i> des ions.....	30	<i>Duddell et Marchant.</i> — Arc entre électrodes de métaux différents.....	607
Coefficients de diffusion des ions.....	38	<i>Dufay.</i> — Ionisation par les solides incandescents.....	188
Coefficients de diffusion des gaz.....	40	<i>Duncan, Rowland et Todd.</i> — Action de la pression sur la différence de potentiel dans l'arc.....	607
<i>Dike.</i> — Variation de la radioactivité induite.....	419	<i>Durack.</i> — Ionisation provoquée par le mouvement rapide des corpuscules.....	476
<i>Décharge</i> par les pointes.....	497	<i>Durée</i> de la conductibilité dans les gaz.....	10-17
<i>Décharge électrique</i> à travers les gaz à basse pression.....	488, 527 et suiv.	<i>Du Tour.</i> — Ionisation par les solides incandescents.....	188
Stratifications dans la décharge.	563	<i>Earhart.</i> — Décharge disruptive pour de très faibles longueurs d'étincelle.....	454
Théorie de la décharge électrique.....	584	<i>Ebert</i> — Déperdition électrique aux altitudes élevées.....	4
<i>Décharge électrique</i> dans les gaz à basse pression.....		Épaisseur de l'espace sombre..	542
Influence d'une force magnétique.....	576	<i>Ebert et E. Wiedemann.</i> — Décharge à basse pression avec	
Décharge sans électrodes. Luminosité produite.....	625		
<i>Décharge disruptive.</i> — Influence de l'humidité.....	431		
Influence de la lumière ultraviolette.....	433		

Pages.		Pages.
	un courant à oscillations rapides	578
	Effets thermiques des rayons cathodiques	626
	Influence de la lumière ultraviolette sur les décharges	432
	Répulsion de deux faisceaux de rayons cathodiques	637
	<i>Edison (Effet)</i>	195
	<i>Edlund</i> . — Relation entre la différence de potentiel et le courant dans la décharge par arc	605
	<i>Eichberg et Kallir</i> . — Arc entre électrodes constituées par des métaux différents	607
	<i>Électricité</i> . — Effet de l'électricité sur un jet de vapeur	163, 164
	Théorie du fluide unique	162
	<i>Électrisation</i> des gaz dégagés par électrolyse	421
	Produite par le barbotage	173, 427
	Produite par action chimique	421
	Influence de l'électrisation sur la condensation des gouttes	173
	<i>Électrolyse</i> . — Brouillards produits par le gaz dégagé par électrolyse	422
	Charge des gaz dégagés par électrolyse	421
	<i>Elster et Geitel</i> . — Action d'un aimant sur la décharge d'un fil incandescent	222
	Déperdition dans les caves et les grottes	7
	Théorie ionique de l'électricité atmosphérique	179
	Déperdition de l'électricité dans l'air	3
	Effets photoélectriques	250, 257
	Ionisation par les solides incandescents	188 et suiv.
	Gaz émis par les solides incandescents	215
	Ionisation due au phosphore	424
	Influence de la position du plan de polarisation	279
	Influence de la température	283
	Radioactivité de l'air absorbé dans la terre	413
	<i>Émanation</i> radioactive dans l'eau	413
	<i>Émanation</i> du thorium	337
	Sa densité	352
	<i>Émanation</i> du radium	351
	Sa densité	352
	<i>Émanium</i>	352
	<i>Énergie</i> des rayons de Röntgen	329
	<i>Enright</i> . — Électrisation par action chimique	421
	<i>Entladungstrahlen</i>	602
	<i>Erman</i> . — Électrisation des flammes	231
	<i>Espace sombre</i>	486, 528
	Épaisseur de l'espace sombre	542
	Relation entre l'épaisseur de l'espace sombre et le libre parcours moyen des molécules du gaz	546
	Relation entre l'épaisseur de l'espace sombre et le courant	546
	Théorie de l'espace sombre	588
	<i>Espace sombre</i> de Faraday	487, 552
	<i>Eve</i> . — Ionisation par les rayons de Röntgen	299
	Réflexion des rayons cathodiques	390
	<i>Ewers</i> . — Charge positive transportée par les rayons canaux	639
	Décharge par une pointe	500
	Effets thermiques des rayons cathodiques	626
	<i>Exner et Haschek</i> . — Pression dans la décharge	518

	Pages.		Pages.
<i>Étincelle.</i> — Chaleur produite par les étincelles.....	518	Distribution dans les flammes.	232
Constitution de l'étincelle....	520	<i>Foster (Carey).</i> — Relation entre le potentiel disruptif et la longueur d'étincelle.....	410
Courtes étincelles.....	454	<i>Fröhlich.</i> — Relation entre la différence de potentiel et le courant dans l'arc.....	604
Étincelles à travers les solides.	460	<i>Galt.</i> — Électrisation due au barbotage.....	428
Influence d'un champ magnétique sur l'étincelle.....	521	<i>Garrett et Willows.</i> — Ionisation produite lorsqu'on chauffe des sels.....	226
Pression dans l'étincelle.....	515	<i>Gates (Miss).</i> — Ionisation produite par l'hydratation du sulfate de quinine.....	425
<i>Faraday.</i> — Dissymétrie dans la décharge.....	465	<i>Gaz.</i> — Courant à travers les gaz chauds.....	224
Espace sombre.....	487, 552	Émission de gaz par les solides incandescents.....	215
Influence de décharges successives.....	431	Propriétés photoélectriques des gaz.....	252
<i>Fatigue</i> photoélectrique produite par la lumière ultraviolette,	263, 287	Vitesses de déperdition normale dans différents gaz....	7
<i>Filtration.</i> — Effets sur la conductibilité à travers les gaz.	11	<i>Gehrcke.</i> — Vitesse des rayons cathodiques réfléchis.....	401
<i>Flammes.</i> — Conductibilité des flammes.....	228	<i>Geitel.</i> — Vitesse de déperdition d'un corps chargé dans l'air.	4
Distribution de l'électricité dans les flammes.....	232	<i>Geitel et Elster (voir Elster et Geitel)</i>	222
Influence d'un champ électrique.....	230	<i>Giese.</i> — Électrisation des flammes.....	228, 231
Mobilité des ions dans les flammes.....	240	<i>Giesel.</i> — Emanium.....	352
Source d'ionisation.....	234	<i>Godlewski.</i> — Absorption des rayons β	384
Théorie de la décharge à travers les flammes.....	93	<i>Goldstein.</i> — Distance entre les stratifications.....	564
<i>Fleming.</i> — Effet Edison.....	195	Effets produits par les sels d'un métal alcalin.....	623
Électrode exploratrice dans l'arc.....	610	Images phosphorescentes produites par les rayons cathodiques.....	635
Théorie de l'arc électrique....	611	Influence d'une force magnétique sur les stratifications.	574
<i>Fluorescence.</i> — Relation entre la fluorescence et les effets photoélectriques.....	288		
<i>Fomm.</i> — Diffraction des rayons de Röntgen.....	646		
<i>Force électrique.</i> — Distribution dans la colonne positive....	555		
Distribution dans une décharge	529		
Distribution dans l'espace sombre de Crookes.....	539		
Distribution dans l'espace sombre de Faraday.....	552		

Pages.		Pages.
567	Influence d'un rétrécissement du tube sur la décharge....	567
535	Influence de la température sur la chute cathodique de potentiel.....	535
637	Rayons canaux.....	637
620	Rayons cathodiques.....	620
398	Réflexion des rayons cathodiques.....	398
637	Répulsion de deux faisceaux cathodiques.....	637
595, 596	Similitude entre les stratifications et les effets observés à la cathode.....	595, 596
640	Spectre des rayons canaux....	640
499	<i>Gorton et Warburg.</i> — Décharge par une pointe	499
529	<i>Graham.</i> — Distribution de la force électrique dans un tube à décharge.....	529
539	Distribution au voisinage de la cathode.....	539
552	Distribution dans l'espace sombre de Faraday	552
554	Distribution dans la colonne positive,.....	554
547	<i>Grandqvist.</i> — Désintégration de la cathode.....	547
605	<i>Gross et Shepard.</i> — Relation entre la différence de potentiel et le courant dans l'arc.	605
188	<i>Guthrie.</i> — Ionisation par les solides incandescents.....	188
646	<i>Haga et Wind.</i> — Diffraction des rayons de Röntgen	646
244	<i>Hall.</i> — Effet Hall dans les gaz..	244
562	Dans un tube à décharge....	562
250, 257	<i>Hallwachs.</i> — Effets photoélectriques.....	250, 257
231	<i>Hankel.</i> — Électrisation par les flammes	231
293	<i>Hurmuzescu.</i> — Ionisation des gaz par les rayons de Röntgen.....	293
508	<i>Harvey et Hird.</i> — Décharge d'un courant alternatif par une pointe.....	508
517	<i>Haschek et Mache.</i> — Pression dans l'étincelle.....	517
518	<i>Haschek et Exner.</i> — Pression dans l'étincelle.....	518
448	<i>Helium.</i> — Potentiel disruptif dans l'hélium.....	448
448	Décharge dans l'hélium.....	448
469	Viscosité de l'hélium.....	469
163	<i>Helmholtz (R. von).</i> — Action de l'électricité sur un jet de vapeur	163
163	<i>Helmholtz (R. von) et Richarz.</i> — Électrisation d'un jet de vapeur	163
164	Formation de brouillards par action chimique.....	164
519	<i>Hemsalech et Schuster.</i> — Constitution des décharges....	519
332	<i>Henry.</i> — Phosphorescence du sulfure de zinc.....	332
253	<i>Henry (J.).</i> — Effets photoélectriques dans les gaz.....	253
250	<i>Hertz.</i> — Effets photoélectriques. Influence de la lumière ultraviolette sur les étincelles..	250
432	Onde explosive dans la décharge.....	432
518	Pénétration des rayons cathodiques à travers des feuilles métalliques minces.....	518
621	Pénétration des rayons cathodiques à travers des feuilles métalliques minces.....	621
231	<i>Herwig.</i> — Électrisation des flammes.....	231
529	<i>Herz.</i> — Distribution de la force électrique dans la décharge..	529
554	Dans la colonne positive.....	554
556	<i>Heuse.</i> — Force électrique dans la colonne positive.....	556
519	<i>Heydwiller.</i> — Chaleur produite par les décharges.....	519

	Pages.		Pages.
<i>Himstedt.</i> — Courants alternatifs à travers les gaz à basse pression.....	578	<i>Horton.</i> — Effet produit par l'émission de corpuscules sur la conductibilité.....	206
<i>Hird et Harvey.</i> — Décharge alternative par une pointe..	508	<i>Huff.</i> — Valeur de $\frac{e}{m}$ pour les rayons du polonium.....	359
<i>Hittorf.</i> — Chute cathodique de potentiel.....	534	<i>Hull.</i> — Effet Döppler dans le cas des rayons canaux.....	641
Déperdition électrique à travers l'air.....	2	<i>Humidité.</i> — Influence de l'humidité sur les décharges....	431
Difficultés qu'on rencontre à produire de courtes étincelles.....	443	Influence de l'humidité sur le retard de la décharge.....	432
Distribution de la force électrique dans la décharge....	529	Influence de l'humidité sur la chute cathodique de potentiel.....	535
Électrisation des flammes....	231	<i>Humphreys.</i> — Influence de la pression sur le spectre....	518
Force électrique dans l'espace sombre de Faraday.....	552	<i>Hurst.</i> — Ionisation par collision produite par les ions positifs.	485
Force électrique dans la colonne positive.....	554	<i>Hydratation.</i> — Ionisation produite par hydratation.....	425
Température dans un tube à décharge.....	569	<i>Hydrogène.</i> — Influence de l'hydrogène sur l'émission de corpuscules par les fils chauds.....	202
Influence d'un aimant sur la distribution de la luminosité sur la cathode.....	573	<i>Impuretés.</i> — Influence des impuretés d'un gaz sur la décharge par une pointe.....	505
Influence des sels sur la conductibilité des flammes....	211	<i>Incandescence des solides.</i> — Gaz émis par les solides incandescents.....	215
Rayons cathodiques.....	620	Ionisation par les solides incandescents.....	188 et suiv.
<i>Hobbs.</i> — Différence de potentiel nécessaire pour produire de courtes étincelles....	457, 458	Ions positifs produits par les solides incandescents.....	213
<i>Hærburger.</i> — Influence de la pression sur l'arc.....	608	Corpuscules émis par les solides incandescents.....	194
<i>Hoffmann.</i> — Entladungstrahlen.	602	Nature des ions positifs émis par les solides incandescents.....	217
<i>Holborn et Austin.</i> — Désintégration de la cathode.....	548	Rapport de la charge à la masse des ions positifs produits par les solides incandescents.....	149
<i>Holmgren.</i> — Électrisation produite en frottant un drap mouillé.....	173		
<i>Holtz.</i> — Électrisation des flammes.....	230		
<i>Hoor.</i> — Effets photoélectriques. Influence de la température sur les effets photoélectriques.....	250 283		

	Pages.		Pages.
Rapports de la charge à la masse des corpuscules produits par les solides incandescents	139	Mobilité dans les vapeurs salines.....	240
<i>Intermittence</i> de la décharge par arc	605	Mobilité dans la décharge par une pointe.....	68
<i>Ionisation</i> par les solides incandescents.....	188 et suiv.	Mouvement des ions dans un champ magnétique....	104-116
Par collision des corpuscules..	270	Mouvement des ions sous l'influence d'un champ électrique et d'un champ magnétique.....	111
Par collision des ions positifs..	471	Nombre d'ions dans les différentes parties de la décharge.	558
Par les rayons de Röntgen....	293	Nombre d'ions produits par la radiation secondaire de Röntgen	315
Variation de l'ionisation avec la température.....	294	Rapport de la charge à la masse pour les ions négatifs produits par la lumière ultraviolette.....	135
Ionisation par les rayons de Röntgen, sa variation avec la pression.....	293	Rapport de la masse à la charge pour les ions négatifs dans les rayons cathodiques....	117
Dans différents gaz....	298, 304	Rapport de la masse à la charge pour les ions négatifs produits par un fil incandescent.	139
Considérée comme propriété additive.....	300	Rapport de la masse à la charge pour les ions produits par les substances radioactives....	140
Par les rayons cathodiques...	387	Rapport de la masse à la charge pour les ions positifs émis par le radium	355
Par les rayons α dans différents gaz.....	369	Pour les ions positifs des rayons canaux	147
Par les rayons β dans différents gaz.....	380	Pour les ions positifs émis par les solides incandescents....	149
Par la lumière ultraviolette...	251	Travail nécessaire pour produire un ion.....	202
Dans l'onde explosive.....	229	Théorie du passage de l'électricité à travers l'air.....	14
Par action chimique.....	421	Vitesse de diffusion.....	30
Par le phosphore.....	424	Vitesse de recombinaison....	19
Par le sulfate de quinine.....	425	<i>Jaffe</i> .—Déperdition dans Ni(CO)*	7
Par les sels chauffés.....	426	<i>Jaumann</i> . — Influence de variations de potentiel rapides sur la décharge.....	135
<i>Ions</i> .— Charge des ions. 75, 151 et suiv.		<i>Johnson</i> . — Effet produit par de	
Théorie mathématique de la conduction par les ions....	83		
Condensation autour des ions.	166		
Différence de mobilité des ions positifs et négatifs....	48 et suiv.		
Explication de la conductibilité des gaz par les ions....	14		
Ions négatifs émis par les métaux exposés aux rayons de Röntgen.....	316		
Ions positifs émis par les fils incandescents.....	202		
Mobilité des ions.....	42-74		
Mobilité dans les flammes.	60-240		

	Pages.		Page s.
rapides variations de potentiel sur la décharge.....	436	Ionisation dans différents gaz par les rayons α	369
<i>Kalähne</i> . — Ionisation provoquée par le sulfate de quinine....	426	<i>Ladenburg</i> . — Action de la lumière ultraviolette... 275,	278
<i>Kallir et Eichberg</i> . — Arc entre électrodes constituées par différents métaux.....	607	Fatigue photoélectrique.....	287
<i>Kaufmann</i> . — Chaleur produite par la décharge.....	518	<i>Lang (V.)</i> . — Relation entre la différence de potentiel et le courant dans l'arc'.....	606
Courbes caractéristiques....	580	<i>Langevin</i> . — Ionisation produite par les rayons secondaires de Röntgen.....	304
Dispersion des rayons cathodiques.....	404	Mobilité des ions.....	63
Influence de la vitesse sur la masse d'un corpuscule....	650	Rayons secondaires de Röntgen	314
Rapport de la charge à la masse des ions.....	123, 128	Recombinaison des ions.. 20,	70
<i>Kelvin (Lord)</i> . — Électrisation négative due au barbotage.	427	<i>Laplace</i> . — Électrisation due à des actions chimiques.....	421
Électrisation produite par l'agitation du mercure....	173	<i>Larmor</i> . — Radiation d'un ion..	659
Influence de la tension superficielle sur la formation des gouttes.....	179	<i>Lavoisier</i> . — Électrisation due aux actions chimiques....	421
Potentiel disruptif.....	44	<i>Le Bon</i> . — Ionisation provoquée par une hydratation.....	425
<i>Kiessling</i> . — Influence de la poussière sur les brouillards.	165	<i>Lecher</i> . — Intermittences de l'arc.	606
<i>Kinsley</i> . — Potentiel nécessaire à la production de courtes étincelles.....	457	<i>Lehmann</i> . — Aspect de courtes étincelles.....	443
<i>Kirby et Townsend</i> . — Ionisation par collision.....	474	Influence d'un étranglement du tube sur la décharge....	567
<i>Knoblauch</i> . — Effets photoélectriques.....	252	Influence d'un aimant sur la décharge.....	573
Relation entre l'oxydation et ceux-ci.....	289	Similitude entre les stratifications et les apparences observées à la cathode....	595
<i>Kosters</i> . — Électrisation due au barbotage.....	422, 428	<i>Leithausers</i> . — Vitesse des rayons cathodiques après leur passage à travers des métaux.	375, 388
<i>Kreusler</i> . — Courant photoélectrique à travers les gaz....	262	<i>Lenard</i> . — Absorption des rayons de Lenard.....	380
Fatigue photoélectrique.....	287	Effets produits par la lumière ultraviolette sur les gaz....	170
<i>Laby</i> . — Ionisation dans différents gaz par les rayons de Röntgen.....	304	Effets photoélectriques dans les gaz.....	253
		Électrisation par rejaillissement.....	173, 428, 429
		Fatigue photoélectrique.....	287

Pages.		Pages.
263	Influence de la pression sur la déperdition photoélectrique.	534
124	Rapport de la charge à la masse d'un ion dans les rayons de Lenard..... 123,	428
137	Rapport de la charge à la masse d'un ion dans les rayons cathodiques produits par la lumière ultraviolette.....	409
403	Réflexion des rayons catho- diques	483
382	Transmission des rayons catho- diques.....	209
274	Vitesse des corpuscules émis par un métal exposé à la lu- mière ultraviolette	60, 229
164	<i>Lenard et Wolff.</i> — Brouillards formés sous l'influence de la lumière ultraviolette . . .	17
469	<i>Libre parcours.</i> — Relation entre le libre parcours et la longueur d'étincelle critique ... 450,	390
497	Relation entre le libre parcours et la force électrique dans la décharge..... 490,	17
546	Relation entre le libre parcours et l'épaisseur de l'espace sombre.....	390
466	<i>Liebig.</i> — Potentiel disruptif. 437,	17
3	<i>Linss.</i> — Déperdition à travers l'air	17
436	<i>Longueur d'étincelle.</i> — Sa rela- tion avec le potentiel disruptif.....	17
441	Longueur d'étincelle critique..	17
610	<i>Luggin.</i> — Chute de potentiel à l'anode et à la cathode dans l'arc.....	17
606	Relation entre la différence de potentiel et le courant dans l'arc.....	17
640	<i>Luminosité</i> provoquée par les rayons canaux.....	17
640	Par les rayons cathodiques..	17
588,	Dans le cas d'une décharge électrique.....	17
481	<i>Lyman.</i> — Chute cathodique de potentiel	17
	<i>Mc. Clean.</i> — Électrisation pro- voquée par le barbotage dans l'eau.....	17
	<i>Mc. Clelland.</i> — Absorption des rayons γ	17
	Ionisation par les ions posi- tifs	17
	Ions produits par les fils incan- descents.....	17
	Mobilité des ions dans les flammes.....	17
	Recombinaison des ions.....	17
	Réflexion des rayons β	17
	<i>Mc. Clelland et J.-J. Thomson.</i> — Absorption des rayons de Röntgen.....	17
	Décharge produite par les corps après exposition aux rayons cathodiques.....	17
	Existence d'une radiation pé- nétrante.....	17
	<i>Mc. Clennan et Burton.</i> — Effets des parois du vase sur la dé- perdition.....	17
	<i>Mc. Clung.</i> — Influence de la pression sur la vitesse de recombinaison des ions....	17
	Influence de la température sur la vitesse de recombinaison des ions.....	17
	Influence de la température sur l'ionisation d'un gaz....	17
	Ionisation par les rayons de Röntgen.....	17
	Recombinaison des ions.....	17
	<i>Mc. Clung et Rutherford.</i> — Ab- sorption des rayons de Rönt- gen.....	17
	Énergie dans les rayons de Röntgen.....	17
	<i>Mache et Haschek.</i> — Pression dans la décharge.....	17

	Pages.		Pages.
<i>Mackenzie</i> . — Valeur de $\frac{e}{m}$ pour les ions positifs émis par le radium.....	150, 357	Influence de la vitesse sur la masse d'un corpuscule.....	650
<i>Mugna</i> . — Chaleur produite par une décharge électrique....	519	<i>Matteucci</i> . — Conductibilité produite par le phosphore.....	424
<i>Magnétique (Champ)</i> . — Influence sur la déperdition à partir d'un fil incandescent.....	221	Déperdition à travers l'air....	2
Influence sur l'arc.....	618	<i>Mathies</i> . — Chute anodique dans les gaz composés.....	558
Sur la colonne positive.....	573	Chute cathodique dans les gaz composés.....	537
Sur la décharge.....	521	Force électrique dans la colonne positive.....	554
Sur la décharge dans les tubes à basse pression....	571, 598	<i>Meissner</i> . — Formation de brouillards.....	164, 423
Sur la distribution de la luminosité à la cathode.....	573	Pression dans la décharge....	516
Sur la lumière négative.....	572	<i>Merritt</i> . — Vitesse des rayons cathodiques réfléchis.....	401
Sur le mouvement des ions....	104	<i>Métaux</i> . — Noyaux émis par les. N'entretenant pas l'arc.....	172 607
Sur le retard de la décharge...	434	<i>Mey</i> . — Chute cathodique de potentiel.....	334, 536
Sur la stratification.....	574	<i>Mie</i> . — Relation entre le courant et le potentiel dans un gaz ionisé.....	93
Spectre magnétique des rayons cathodiques.....	631	<i>Minimum de potentiel</i> dans le cas de la décharge par une pointe.	498
Théorie de l'effet produit par le champ magnétique sur la décharge.....	598	Dans le cas de la décharge disruptive.....	445, 449
<i>Makower</i> . — Influence de la pression sur la radioactivité induite.....	348	<i>Mélanges</i> . — Absorption par les mélanges.....	305, 385
Poids moléculaire du radium et émanation du thorium..	351	Radiation secondaire des mélanges.....	395
<i>Marchant et Duddell</i> . — Arc entre électrodes formées de différents métaux.....	608	<i>Mobilité des ions</i>	42 et suiv.
<i>Marx</i> . — Conduction à travers les flammes.....	232	Différence entre les ions positifs et négatifs.....	48
Distribution de la température dans la décharge à travers les gaz chauds.....	226	Méthode de mesure.....	43 45, 47, 48, 58, 60, 63, 67
Mobilité des ions dans les flammes.....	243	Produits par la décharge par une pointe.....	67
Vitesse des rayons de Röntgen.	644	Produits par les solides incandescents.....	192
Vitesse transversale des ions dans un champ magnétique.	244	Produits par les actions chimiques.....	423
<i>Masse</i> d'un corpuscule.....	160		

	Pages.		Pages.
Dans les vapeurs salines.....	240	<i>Naccari et Bellati.</i> — Effets thermiques des décharges.....	519
Dans les flammes.....	243	<i>Nahrwold.</i> — Déperdition de l'électricité à travers l'air..	2
Des corpuscules émis sous l'action de la lumière ultraviolette.....	275	Gaz émis par les solides incandescents.....	215
Des corpuscules émis sous l'action des rayons de Röntgen.	317	<i>Narr.</i> — Déperdition de l'électricité à travers l'air.....	2
Rapport des mobilités.....	56	<i>Natterer.</i> — Longueur d'étincelle dans différents gaz.....	470
Table des mobilités.....	79	<i>Nebel.</i> — Relation entre la différence de potentiel et le courant dans l'arc.....	605
<i>M^hler.</i> — Pression dans la décharge.....	518	<i>Neesen et Paalzow.</i> — Action d'un champ magnétique sur la décharge.....	575
<i>Moléculaire.</i> — Poids moléculaire de l'émanation du radium..	351	<i>Négatifs (Ions).</i> — Mobilité....	56
De l'émanation du thorium...	532	Condensation autour d'eux 175,	186
<i>Molécules.</i> — Nombre de molécules par centimètre cube de gaz.....	160, 76	<i>Négative (Lumière)</i>	487
<i>Moreau.</i> — Conductibilité des flammes.....	232	Action d'un aimant sur la lumière négative.....	571
Mobilité des ions dans les flammes.....	75, 244	<i>Neyreneuf.</i> — Électrisation des flammes.....	229
<i>Mouvement d'un ion</i> sous l'influence d'une force magnétique.....	104, 116	<i>Newall.</i> — Décharge sans électrodes.....	542
Sous l'influence d'un champ magnétique et d'un champ électrique.....	111	Luminosité résiduelle dans les gaz.....	625
<i>Moulton et Spottiswoode.</i> — Influence d'une force magnétique sur les stratifications.	574	<i>Niepe de Saint-Victor.</i> — Action photographique provoquée par le nitrate d'uranium....	333
Similitude entre les effets qu'on observe à la cathode et les stratifications.....	595	<i>Nombre de molécules</i> dans 1 ^{cm} ³ de gaz.....	160, 76
<i>Muller et De la Rue.</i> — Décharge entre électrodes en pointes.	462	<i>Obermayer.</i> — Décharge par une pointe.....	504
Décharge stratifiée.....	528, 563	<i>Ondes</i> dans l'air produites par des décharges.....	517
Dissymétrie de la décharge...	466	<i>Orgler.</i> — Potentiel disruptif.	437, 466
Influence de la nature des électrodes sur le potentiel disruptif.....	437	<i>Owen.</i> — Émission de corpuscules par les filaments de Nernst..	201
Pression dans la décharge....	515	Émission d'ions positifs.....	213
<i>Nabl.</i> — Influence de la pression sur la vitesse de recombinaison des ions.....	20		
<i>Naccari.</i> — Conductibilité due au phosphore.....	424		

	Pages.		Pages.
Formation de brouillards....	216	<i>P</i> osphorescence.....	332
Valeur de $\frac{e}{m}$ pour les corpus- cules émis par un filament de Nernst	139	Phosphorescence et effets pho- toélectriques.....	288
<i>Owens</i> . — Radioactivité du tho- rium.....	337	Phosphorescence provoquée par les rayons cathodiques.	621
<i>Oxydation</i> produite par les rayons canaux.....	638	<i>Phosphore</i> . — Conductibilité due au phosphore.....	424
Relation avec les effets photo- électriques.....	289	<i>Photoélectriques (Effets)</i>	250
<i>Oxydes</i> . — Électrisation pro- duite par les... 191, 201,	476	Durée.....	286
<i>Paalzow</i> . — Chaleur produite par les décharges.....	519	Fatigue photoélectrique.....	287
<i>Paalzow et Neesen</i> . — Influence d'un champ magnétique sur la décharge.....	575	Influence de couches minces de gaz.....	276
<i>Paschen</i> . — Potentioldisruptif. 437,	466	Influence de la température.	283
Décharge dans un champ non uniforme	460	Influence de la position du plan de polarisation.....	279
<i>Paschen (Loi de)</i>	51	Propriétés photoélectriques des gaz.....	252
<i>Peace</i> . — Influence de la nature des électrodes sur le potentiel explosif.....	438	Relations avec l'oxydation... ..	289
Potentiel nécessaire à la pro- duction des décharges.....	437	Relations avec la phosphores- cence et l'ionisation.....	288
<i>Perrin</i> . — Charge électrique des rayons cathodiques.....	629	<i>Plücker</i> . — Action d'un aimant sur la décharge.....	571
Influence de la pression sur l'ionisation par les rayons de Röntgen.....	293	Découverte des rayons catho- diques.....	620
Influence de la température surl'ionisation par les rayons de Röntgen.....	294	<i>Poggendorff</i> . — Chaleur produite par les décharges.....	519
Ionisation dans différents gaz par les rayons de Röntgen..	298	<i>Pointes</i> . — Décharges par les pointes.....	497
Rayons secondaires de Röntgen.	308	Décharges dans le cas des cou- rants alternatifs.....	508
<i>Pettinelli et Marolli</i> . — Décharge par des électrodes chaudes..	226	Influence des impuretés.....	505
<i>Peukert</i> . — Relation entre la diffé- rence de potentiel et le cou- rant dans l'arc.....	605	Mobilités des ions dans la décharge par pointes.. 67,	498
		Relation entre le potentiel explosif et le courant.....	500
		Théorie de la décharge par les pointes	509
		<i>Polarisation</i> de la lumière. In- fluence de la position du plan de polarisation sur les effets photoélectriques	279
		<i>Polonium</i>	348, 352
		<i>Positive (Colonne)</i>	554
		Influence d'un aimant sur la..	574

	Pages.		Pages.
<i>Positifs (Ions). — Leur mobilité.</i>	56	<i>Precht et Runge. — Poids atomique du radium.....</i>	350
Ionisation par les ions positifs.....	273, 284	<i>Preece (Sir W.). — Effet Edison.</i>	195
Ions positifs au voisinage d'un fil chaud.....	213, 217	<i>Pression. — Gradient de potentiel dans la colonne positive.</i>	557
Ions positifs dus à la lumière ultraviolette.....	253	Dans l'étincelle.....	516
Ions positifs dus au radium...	150	Influence de la pression sur la déperdition dans l'air.....	6
Rapport de la charge à la masse.....	146, 150	Sur la vitesse de recombinaison des ions.....	20
Rayons positifs.....	637	Sur l'ionisation par les rayons de Röntgen.....	293
<i>Potentiel disruptif. — Influence de la nature des électrodes.....</i>	436	Sur la décharge par la lumière ultraviolette.....	263
Potentiel disruptif minimum.	445	Sur le potentiel disruptif....	444
Potentiel disruptif dans un champ non uniforme.	461, 450	Influence sur la différence de potentiel dans l'arc.....	607
Potentiel disruptif pour de très courtes étincelles.....	454	Pression critique dans le cas des décharges disruptives.	445, 496
Relation avec la longueur d'étincelle.....	436	<i>Priestley. — Ionisation par les solides incandescents.....</i>	188
Relation avec la pression....	444	<i>Pringsheim. — Décharge à travers les gaz chauds.....</i>	211
Tables concernant le potentiel disruptif.....	523	Influence de l'humidité sur les combinaisons chimiques...	172
<i>Potentiel. — Au voisinage d'une électrode chaude.....</i>	225	Relation entre le courant et la différence de potentiel dans un gaz ionisé.....	101
Chute anodique de potentiel..	558	<i>Przibram. — Condensation sur les ions.....</i>	187
Chute cathodique de potentiel.	534	<i>Puluz. — Effets mécaniques provoqués par les rayons cathodiques.....</i>	628
Distribution du potentiel dans la décharge disruptive.....	463	<i>Quinine (Sulfate). — Ionisation produite par le.....</i>	425
Potentiel explosif minimum.	445, 450	<i>Radiations α et β des substances radioactives.....</i>	332
<i>Pouillet. — Électrisation par les flammes.....</i>	230	Radiation d'un ion.....	659
Électrisation par les actions chimiques.....	421	De la matière ordinaire.....	410
<i>Poussière. — Son influence sur les brouillards.....</i>	165	<i>Radioactivité. — De l'actinium..</i>	348
Son influence sur la vitesse de déperdition à travers les gaz.	7	De l'émanium.....	353
Son influence sur la vitesse de recombinaison des ions..	19	De la matière ordinaire.....	410
<i>Precht. — Action d'une force magnétique sur la décharge...</i>	521	Du polonium.....	348, 352
Décharge par une pointe.....	499	Du radium.....	348
		Du thorium.....	336

	Pages.		Pages.
De l'uranium.....	332	Valeur de $\frac{e}{m}$	356
<i>Radioactivité induite</i>	340	<i>Rayons</i> β	334
Sa durée.....	342	Absorption.....	375
Temps qu'elle met à se développer	343	Réflexion	390
Son pouvoir pénétrant.....	344	<i>Rayons</i> γ	405
Radioactivité induite du thorium	340	<i>Rayons cathodiques</i>	620
Du radium.....	351	Absorption.....	374
Décroissance de la radioactivité induite	351	Charge électrique des rayons cathodiques	629
<i>Radium</i> . — Ions positifs émis par le radium.....	355	Détermination de $\frac{e}{m}$	117
Découverte du radium.....	348	Dispersion.....	404
Son spectre.....	350	Effets mécaniques.....	628
Son poids atomique.....	350	Effets thermiques.....	626
Différents types de radiation qu'il émet.....	351	Émission de rayons cathodiques lents	373
Absorption de la radiation du radium	366	Émis par l'uranium.....	384
Émanation du radium.....	351	Ionisation par les rayons cathodiques	383
Persistance de l'émanation du radium	351	Leur action réductrice	623
Action de la radiation du radium sur les liquides.....	643	Leur influence sur les sels des métaux alcalins.....	623
<i>Ramsay et Baly</i> . — Pression critique dans l'oxygène....	542	Luminosité qu'ils produisent.	642
<i>Ramsay et Collie</i> . — Décharge dans l'hélium.....	449	Masse des corpuscules dans les rayons cathodiques.....	117
<i>Rapport</i> de la charge à la masse des corpuscules....	117 et suiv.	Réflexion des rayons cathodiques.....	390, 397
Des ions positifs..	146, 149, 354	Répulsion de deux pinceaux..	635
<i>Rapport</i> des mobilités des ions positifs et négatifs.....	48-58	Spectre magnétique des rayons cathodiques	631
<i>Rayleigh (Lord)</i> . — Viscosité de l'hélium.....	450	Transmission.....	374
Pression critique de l'oxygène.	542	Vitesse des rayons après leur passage à travers différentes substances	388
<i>Rayons</i> α	333, 354	Vitesse des rayons cathodiques réfléchis	401
Absorption des.....	361	<i>Recombinaison</i> des ions.....	15
Classement	365	Vitesse de recombinaison des ions	17, 20, 23, 70
Électrisation par.....	373	Influence de l'humidité sur la vitesse de recombinaison.	19
Ionisation qu'ils produisent..	367	Théorie de la recombinaison..	24
Pouvoir pénétrant.....	359	<i>Réflexion</i> des rayons cathodiques.	390
Théorie.....	370	Des rayons.....	390

	Pages.		Pages.
Des rayons de Röntgen.....	643	Absorption.....	292, 301, 304
<i>Reiger.</i> — Valeur de $\frac{e}{m}$ pour les corpuscules	139	Action sur les solides et les liquides	331, 643
<i>Reinold et Rucker.</i> — Tension superficielle.....	183	Diffraction.....	646
<i>Riess.</i> — Chaleur produite par les décharges.....	519	Influence de la température et de la pression sur l'ionisation produite par les rayons de Röntgen	293, 294
<i>Répulsion</i> des rayons cathodiques.....	635	Influence sur un jet de vapeur.	164
<i>Retard</i> de la décharge.....	431	Sur les brouillards.....	168
<i>Richardson.</i> — Ionisation par les solides incandescents.....	193	Ionisation des gaz par les rayons de Röntgen ..	293, 298
Émission d'ions positifs par un fil chaud.....	213	Rayons secondaires....	308, 394
<i>Richarz.</i> — Condensation produite par les rayons Röntgen.	164	Rayons secondaires dans l'air.	309
<i>Richarz et Helmholtz.</i> — Influence de l'électrisation et des actions chimiques sur un jet de vapeur.....	163	Rayons tertiaires.....	330
<i>Riecke.</i> — Absorption du gaz dans un tube à décharge... Courbes caractéristiques.....	551 580	Réflexion.....	643
<i>Righi.</i> — Phénomènes photo-électriques	250	Sources des rayons.....	645
Influence de la température sur les effets photoélectriques.	283	Théorie.....	653
Influence de la nature de l'électrode sur le potentiel explosif	438	Vitesse.....	644
Ionisation des gaz par les rayons de Röntgen.....	294	<i>Röntgen (Rayons de).</i> — Décharge par une pointe.....	498
Ionisation en vase clos.....	412	Relations entre la tension électrique et le libre parcours moyen	469
<i>Ritter.</i> — Potentiel disruptif dans différents gaz	470	<i>Rood.</i> — Réflexion des rayons de Röntgen.....	643
<i>Robb.</i> — Relations contre le courant et la différence de potentiel dans un gaz ionisé ...	94	<i>Rowland, Duncan et Todd.</i> — Influence de la pression sur la différence de potentiel dans la décharge par arc..	607
<i>Rollman.</i> — Chaleur produite par la décharge.....	519	<i>Rucker et Reinold.</i> — Tension superficielle	183
<i>Röntgen (Rayons de)</i>	291, 642	<i>Rue (de la) et Muller.</i> — Décharge entre électrodes en pointes.	463
		Décharge stratifiée	528, 563
		Dissymétrie dans la décharge électrique.....	466
		Influence de la substance constituant les électrodes sur le potentiel explosif.....	438
		Pression dans les décharges...	516
		<i>Runge et Precht.</i> — Poids atomique du radium.....	350
		<i>Russell (A.).</i> — Intensité élec-	

	Pages.		Pages.
trique maxima dans une décharge	464	Influence d'écrans sur la vitesse de déperdition	6
<i>Russel (W.-J.)</i> . — Noyaux pro- venant des métaux.....	172	<i>Rutherford et M. Clung</i> . — Absorp- tion des rayons de Röntgen.	303
<i>Rutherford</i> . — Absorption des rayons γ	410	Énergie des rayons de Röntgen	330
Absorption des rayons de Röntgen.....	301	<i>Rutherford et Soddy</i> . — Désin- tégration atomique.....	353
Absorption de la radiation de l'uranium.....	333	<i>Sagnac</i> . — Rayons secondaires de Röntgen.....	308
Absorption des rayons β	379	Rayons tertiaires.....	330
Courant émis par un fil incan- descent.....	209, 221	<i>Sagnac et Curie</i> . — Ions négatifs émis par une plaque exposée aux rayons de Röntgen....	316
Émanation du thorium.....	337	<i>Salines (Vapeurs)</i> . — Conducti- bilité des vapeurs salines. 236 et suiv.	316
Influence de l'éther sur la mo- bilité des ions négatifs.....	42	Courant maximum transporté par une vapeur saline.....	236
Ionisation dans différents gaz par les rayons de Röntgen.	298	<i>Saturation (Courant de)</i>	13
Ionisation due à la radiation de l'uranium.. 333, 336, 337,	370	<i>Schenck</i> . — Constitution de l'étin- celle.....	521
Ions positifs émis par le ra- dium..... 150, 355,	374	<i>Schmidt</i> . — Effets photoélec- triques	252
Mobilité des ions. 42, 47, 58,	60	Ionisation produite par le phosphore	424
Mobilité des ions positifs pro- duisant la radioactivité in- duite	345	Oxydation produite par les rayons canaux.....	638
Pouvoir pénétrant de la radi- ation α	359	Radioactivité du thorium....	336
Radioactivité du thorium....	340	Relation entre la fluorescence, l'ionisation et les effets pho- toélectriques	288
Radioactivité induite du tho- rium	340	<i>Schmidt et B. Wiedemann</i> . — Coloration produite par les rayons cathodiques.....	624
Ses propriétés.....	342	<i>Schuster</i> . — Action d'un courant sur la luminosité à la cathode	573
Son pouvoir pénétrant.....	344	Décharge dans un champ non uniforme.....	462
Recombinaison des ions. 17,	19	Distribution du potentiel au voisinage de la cathode....	540
Relation entre le courant et la différence de potentiel....	101	Épaisseur de l'espace sombre de Crookes.....	527
<i>Rutherford et Allen</i> . — Vitesse de déperdition de l'électricité dans l'air.....	5		
<i>Rutherford et Miss Brooks</i> . — Poids moléculaire de l'éma- nation du radium.....	351		
<i>Rutherford et Cooke</i> . — Influence des parois d'un récipient sur la déperdition.....	6, 411		

Pages.		Pages.
546	Influence du courant sur l'espace sombre.....	
127	Rapport de la charge à la masse d'un ion.....	
519	<i>Schuster et Hemsalech.</i> — Constitution des étincelles.....	
14	<i>Schweidler (V.).</i> — Courbe courant, différence de potentiel.	
261	Décharge par la lumière ultraviolette.....	
287	Fatigue photoélectrique.....	
263, 266	Influence de la pression sur la décharge par la lumière ultraviolette.....	
308, 394	<i>Secondaires</i> (Rayons de Röntgen)	
321	Théorie.....	
130	<i>Seitz.</i> — Rapport de la charge à la masse d'un corpuscule.	
375-381	Transmission des rayons cathodiques.....	
605	<i>Shephard et Gross.</i> — Relation entre la différence de potentiel et le courant dans l'arc.	
498	<i>Sievekink.</i> — Décharge par une pointe.....	
128	<i>Simon.</i> — Rapport de la charge à la masse d'un corpuscule.	
419	<i>Simpson.</i> — Variation de la radio-activité induite.....	
551	<i>Skinner.</i> — Absorption de gaz pendant la décharge.....	
557	Chute anodique de potentiel..	
551	Dégagement d'hydrogène par la cathode.....	
529	Distribution de la force électrique le long de la décharge.	
541	Au voisinage de la cathode..	
553	Dans l'espace sombre de Faraday.....	
240	<i>Smithells, Dawson et Wilson.</i> — Conductibilité des vapeurs salines.....	
353	<i>Soddy et Rutherford.</i> — Désintégration atomique.....	
203, 205	<i>Sodium.</i> — Émission de corpuscules par le sodium...	
552	<i>Sodium et Potassium</i> (Alliage). Absorption des gaz par...	
656	<i>Sommerfeld.</i> — Diffraction des rayons de Röntgen.....	
350	<i>Spectre</i> du radium.....	
574	<i>Spottilwoode et Moulton.</i> — Analogie entre les stratifications, et les effets qu'on observe à la cathode.....	
595	Influence d'une force magnétique sur les stratifications.	
574		
541	<i>Stark.</i> — Chute cathodique de potentiel.....	
232	Conduction à travers les flammes.....	
64	Effet Döppler avec les rayons canaux.....	
61		
232	<i>Starke.</i> — Conduction à travers les flammes.....	
629	Pression due aux rayons cathodiques.....	
398	Réflexion des rayons cathodiques.....	
400	<i>Starke et Austin.</i> — Réflexion des rayons cathodiques.....	
215	<i>Stewart.</i> — Gaz émis par les solides incandescents.....	
107	<i>Stokes (Sir G.-G.).</i> — Mouvement d'un ion dans un champ magnétique.....	
656	Théorie des rayons de Röntgen.....	
151	Vitesse de chute des gouttes..	
250, 257	<i>Stoletow.</i> — Effets photoélectriques.....	
263, 272	Influence de la pression sur la déperdition photoélectrique.	
283	Influence de la température sur la déperdition photoélectrique.....	

	Pages.		Pages.
Relation entre le courant et la différence de potentiel lors de la déperdition produite par la lumière ultraviolette.....	258	lumière ultraviolette sur les étincelles	432
<i>Strachan</i> . — Distribution de la force électrique dans la décharge.....	531	Influence de la vitesse de variation du potentiel sur la décharge disruptive.....	436
<i>Stratifications</i>	528, 563	<i>Tables</i> . — Mobilité des ions....	79
Distance entre les stratifications.....	564	Potentiel disruptif.....	523
Influence des dimensions du tube à décharge et de la pression sur la distance entre les stratifications.....	566	Valeurs de $\frac{e}{m}$	145
Influence de la nature du gaz.....	566	<i>Tamm</i> . — Décharge par une pointe.....	498, 500
Influence d'une force magnétique.....	574	<i>Température</i> . — Distribution de la température le long d'une ligne de décharge dans un gaz à basse pression.....	569
Stratifications dans un gaz à pression élevée.....	569	Influence de la température sur les effets photoélectriques..	283
<i>Strutt (Hon. R.-J.)</i> . — Absorption des rayons α	367	Influence de la température sur l'ionisation par les rayons de Röntgen.....	294
Absorption des rayons β	383	Influence de la température sur la vitesse de recombinaison des ions.....	23
Chute cathodique de potentiel.....	537	Influence de la température des électrodes dans l'arc.....	604
Émission d'ions positifs par les fils chauds	213	<i>Tertiaire</i> (Rayons de Röntgen).	330
Influence des parois du vase sur la déperdition.....	412	<i>Théorie</i> . — De l'absorption des rayons α	367
Ionisation par les rayons de Röntgen.....	299	De l'absorption des rayons cathodiques	374
Potentiel explosif.....	437	De la conduction de l'électricité à travers les flammes.	94
Potentiel explosif dans différents gaz.....	448	De la décharge par arc.....	611
Radioactivité des roches.....	413	De la décharge disruptive. 471,	489
Spectre magnétique des rayons cathodiques	632	De la décharge par une pointe.	509
<i>Stuchey</i> . — Force dans la colonne positive.....	556	De la décharge à travers un gaz à basse pression.....	584
<i>Sursaturation des solutions salines</i>	186	De la différence entre les ions positifs et négatifs quant à la production des condensations	186
<i>Superficielle (Tension)</i> . — Son influence sur la condensation.....	183	De la décharge par la lumière ultraviolette.....	267
<i>Swyngedauw</i> . — Influence de la		Du transport de l'électricité par les ions.....	83

	Pages.		Pages.
De l'influence des ions sur la condensation	179	Électrisation par rejaillissement dans l'hydrogène	173
De la radiation secondaire	321	Électrisation positive des rayons α	373
Des rayons de Röntgen	655	Électrisation par rejaillissement	428
<i>Thermoluminescence</i>	623	Entladungstrahlen	601
<i>J.-J. Thomson et Rutherford.</i> —		Influence des gouttelettes d'eau sur la combinaison des gaz	172
Propriété d'un gaz conducteur	11	Présence de l'émanation du radium dans l'eau	413
Relation entre le courant et la distance entre les électrodes	15	Ions négatifs au voisinage de la cathode dans le cas d'une décharge à basse pression	591
<i>J.-J. Thomson.</i> — Accroissement de l'ionisation au voisinage du potentiel explosif	270	Ionisation par collisions	424
Accroissement de conductibilité dû au passage des rayons de Röntgen dans les solides	331	Ionisation dans différents gaz par les rayons de Röntgen	298
Augmentation du potentiel disruptif dans un gaz rigoureusement sec	431	Ionisation par les rayons de Röntgen	293
Courant dans un gaz	13	Longueur d'étincelle à très basse pression	443
Détermination de $\frac{e}{m}$ dans le cas des rayons cathodiques	121	<i>Thorium (Radioactivité du).</i>	336
Détermination de $\frac{e}{m}$ et de ν par mesure de l'énergie transportée par les rayons cathodiques	125	<i>Todd, Rowland et Duncan.</i> — Influence de la pression sur la différence de potentiel dans la décharge par arc	607
Détermination de $\frac{e}{m}$ dans le cas des ions négatifs produits par la lumière ultraviolette	135	<i>Töpler.</i> — Différents types de décharge	515
Détermination de $\frac{e}{m}$ dans le cas des ions négatifs émis par un fil incandescent	139	Ondes produites par les décharges	516
Détermination de la charge transportée par l'ion négatif	151	Stratifications à pression élevée	568
Effets thermiques des rayons cathodiques	627	<i>Townsend.</i> — Charge d'un gaz dégagé par électrolyse	422
Corpuscules lents	373	Courbe courant-différence de potentiel	13
Efficacité relative des ions positifs et négatifs pour produire des condensations de brouillards	175	Électrisation par action chimique	421
		Formation des brouillards	164-421
		Ionisation par collisions	474
		Mobilité des ions produits par action chimique	422
		Radiation secondaire de Röntgen	311

	Pages.		Pages.
Vitesse de recombinaison des ions.....	19	Relation entre la différence de potentiel et le courant dans le cas de la conduction provoqué par la lumière ultraviolette.....	266-269
Vitesse de diffusion des ions...	32	<i>Varley, Cromwell.</i> — Rayons cathodiques.....	621
<i>Townsend et Kirby.</i> — Ionisation par collisions.....	474	<i>Vitesse.</i> — Des corpuscules émis sous l'action de la lumière ultraviolette.....	275
<i>Transparence</i> aux rayons de Röntgen (<i>Coefficient de</i>)...	305	Des rayons α	148
<i>Tufts.</i> — Conduction à travers les flammes.....	232	Des rayons cathodiques.....	131
Influence de la chaux sur la chute cathodique de potentiel dans les flammes.....	238	Des rayons de Röntgen.....	317
<i>Tyndall.</i> — Brouillards produits par la lumière.....	170	Influence de la vitesse des corpuscules sur le pouvoir ionisant.....	378
<i>Ultraviolette (Lumière).</i> — Action sur les gaz.....	255	<i>Villard.</i> — Action réductrice des rayons cathodiques.....	623
Brouillards dans l'air.....	170	Électrisation produite par les rayons canaux.....	639
Influence sur la condensation des brouillards.....	164, 253	<i>Villari.</i> — Chaleur produite par la décharge.....	519
Son influence sur le retard de la décharge.....	433	<i>Vincent.</i> — Brouillards produits par la lumière ultraviolette.....	170, 256
Ions positifs produits par.....	252	<i>Violle.</i> — Température de l'arc.....	603
Ionisation due à la lumière ultraviolette.....	250	<i>Voege.</i> — Potentiel disruptif....	464
Rapport de la charge à la masse dans le cas d'un corpuscule produit sous l'influence de la.....	135, 137	<i>Waidner et Burgess.</i> — Température de l'arc.....	605
Théorie de la décharge provoquée par.....	267	<i>Walker (G.-W).</i> — Relation entre le courant et la différence de potentiel dans un gaz ionisé.....	94
<i>Uranium.</i> — Radiation de l'.....	332	<i>Walter.</i> — Décharge précédant le passage de l'étincelle....	434
<i>Vapeur (Jet de vapeur).</i> — Influence de l'électricité sur.....	163	<i>Warburg.</i> — Chute cathodique de potentiel.....	534, 535
Influence d'un fil incandescent.....	164	Déperdition à travers l'air....	2
Influence des actions chimiques.....	164	Influence de la lumière ultraviolette sur le retard de l'étincelle.....	433
Influence des rayons de Röntgen.....	165	Influence de l'humidité.....	434
<i>Vent électrique</i>	506		
<i>Vide.</i> — Pouvoir isolant du vide.....	6		
<i>Varley.</i> — Fatigue photoélectrique.....	287		

	Pages.		Pages.
Influence d'une force magnétique.....	434	Influence de la lumière ultraviolette sur les étincelles...	432
Influence des impuretés sur la décharge par une pointe.	506	Répulsion des courants cathodiques.....	637
Retard de l'étincelle.....	432	<i>Wiedemann et Schmidt.</i> — Colorations produites par les rayons cathodiques.....	623
<i>Warburg et Gorton.</i> — Décharge par une pointe.....	499	Thermoluminescence.....	624
<i>Watson.</i> — Ionisation par les solides incandescents.....	188	<i>Wiedemann (G.).</i> — Chaleur produite par les décharges.....	519
<i>Wehnelt.</i> — Décharge d'une cathode.....	538	<i>Wien.</i> — Rapport de la charge à la masse d'un ion positif....	146
Distribution du potentiel au voisinage de la cathode....	539	Rayons canaux.....	639
Émission de corpuscules par les oxydes.....	476, 200	<i>Wigger.</i> — Absorption des rayons γ	409
Influence du courant sur les dimensions de l'espace sombre.....	546	<i>Willows.</i> — Absorption du gaz dans un tube à décharge....	552
Ombre projetée sur la cathode.	489	Distance entre les stratifications.....	564
Valeur de $\frac{e}{m}$ pour les corpuscules émis par la chaux incandescente.....	139	Influence du champ magnétique sur la décharge.....	576
Oxydation par les rayons canaux.....	638	Influence des dimensions du tube à décharge sur les stratifications.....	566
<i>Wesendonck.</i> — Dissymétrie de la décharge.....	466	Influence de la nature du gaz sur les stratifications.....	566
<i>Wiechert.</i> — Rapport de la charge à la masse d'un ion.....	130	<i>Willows et Garrets.</i> — Ionisation produite par les sels chauffés	426
<i>Wiedemann (E.).</i> — Effets thermiques des rayons cathodiques.....	628	<i>Wilson (C.-T.-R.).</i> — Action de la lumière ultraviolette sur les gaz.....	255
Énergie nécessaire à la production de la phosphorescence.	628	Condensation de brouillards autour des ions. 151, 154,	158
Entladungstrahlen.....	601	Déperdition électrique à travers l'air et les autres gaz.	4-6
Décharge resserrée.....	578	Efficacité relative des ions positifs et négatifs pour la production des brouillards....	175
Température du gaz qui transporte une décharge électrique.....	570	Ions produits par la décharge par une pointe.....	505
Thermoluminescence.....	624	Noyaux émis par les métaux.	172
<i>Wiedemann et Ebert.</i> — Décharge à basse pression par courant alternatif.....	578	<i>Wilson (H.-A.).</i> — Charge d'un ion.....	159
Effets thermiques des rayons cathodiques.....	626	Conductibilité des flammes...	232

	Pages.		Pages.
Courant à travers les vapeurs salines.....	236-249	Rapport de la masse à la charge d'un corpuscule....	122
Décharge à travers les flammes	243	Influence des sels dissous sur la production des brouillards	172, 422
Densité de courant à la cathode.....	538	<i>Wolf.</i> — Relation entre le potentiel explosif et la pression..	466
Distribution des ions le long de la décharge.....	558	<i>Wood.</i> — Distribution du potentiel le long d'une ligne de décharge	570
Distribution de la force électrique dans la décharge....	529	<i>Wood et Campbell.</i> — Influence des écrans sur l'ionisation dans un vase clos.....	412
Distribution du potentiel dans des gaz chauds.....	232	Variation diurne de l'ionisation	419
Distribution du potentiel au voisinage d'une électrode chaude.....	226	<i>Wulf.</i> — Influence de pellicules gazeuses sur les effets photoélectriques	276
Effet Hall dans les gaz.....	562	<i>Wurtz.</i> — Métaux n'entretenant pas l'arc	607
Émission d'électricité par un fil chaud.....	211	<i>Zeleny.</i> — Courants dans un gaz provoqués par le mouvement des ions.....	78
Émission d'ions positifs par les fils chauds	213	Gradient de potentiel dans un gaz ionisé.....	80
Force électrique dans l'espace sombre de Faraday.....	552	Influence de la température sur les effets photoélectriques..	283
Force électrique dans la colonne positive.....	555	Mobilité des ions positifs et négatifs	48, 58
Influence de l'hydrogène sur l'émission d'un fil chaud..	202		
Mobilité des ions dans les flammes.....	209, 240		
Mobilité des ions dans les vapeurs salines.....	240		

TABLE DES MATIÈRES.

	Pages.
CHAPITRE I. — Conductibilité électrique des gaz à l'état normal	I
CHAPITRE II. — Propriétés d'un gaz conducteur	9
Variation de α avec la pression	20
Influence de la température sur la valeur de α	22
Valeur de α donnée par la théorie cinétique des gaz	24
Limite de grandeur d'un ion gazeux	27
Diffusion des ions	30
Mobilité des ions dans un champ électrique	42
Méthode de mesure des mobilités par détermination du nombre d'ions entraînés par un champ électrique radial sur les parois d'un tube de longueur donnée traversé par un courant de gaz	58
Détermination des mobilités des ions au moyen d'un champ alternatif.	60
Méthode de Langevin pour la mesure des mobilités des ions	63
Méthode de Chattock pour la mesure des mobilités des ions produits dans le cas de la décharge par une pointe	67
Détermination du coefficient de recombinaison lorsque les mobilités des ions sont connues	70
Arguments relatifs à la nature des ions fournis par leur mobilité dans un champ électrique	72
Charge des ions	75
Courants produits dans le gaz par le mouvement des ions à son travers.	77
Gradient de potentiel entre deux plaques parallèles plongées dans un gaz ionisé et maintenues à des potentiels différents	80
CHAPITRE III. — Théorie mathématique de la conductibilité électrique d'un gaz renfermant des ions	83
Relation entre la différence de potentiel entre les plaques et le courant.	92
Cas où la mobilité de l'un des ions est très grande vis-à-vis de celle de l'autre	94
Cas où l'ionisation est localisée dans une couche mince	99
CHAPITRE IV. — Effet produit par un champ magnétique sur le mouvement des ions	104
Mouvement d'un ion libre dans un champ magnétique	106
Mouvement d'un ion sous l'influence simultanée d'un champ électrique et d'un champ magnétique	111
T.	44

	Pages
CHAPITRE V. — Détermination du rapport de la charge à la masse d'un ion.	117
Ions dans les rayons de Lenard	123
Méthode de détermination des valeurs de $\frac{e}{m}$ et de ν par la mesure de l'énergie transportée par les rayons cathodiques.....	125
Méthode de détermination de ν et de $\frac{e}{m}$ par la déviation magnétique et la différence de potentiel entre les électrodes d'un tube à décharge.	127
Détermination de $\frac{e}{m}$ pour les ions négatifs produits quand la lumière ultraviolette tombe sur une plaque métallique, le gaz à travers lequel les ions passent étant à très basse pression.....	135
Valeur de $\frac{e}{m}$ dans le cas des ions négatifs émis par un fil incandescent.	139
Valeur de $\frac{e}{m}$ pour les ions émis par les substances radioactives.....	140
Valeur de $\frac{e}{m}$ dans le cas des ions positifs.....	146
CHAPITRE VI. — Détermination de la charge transportée par l'ion négatif.	151
CHAPITRE VII. — Sur quelques propriétés physiques des ions gazeux.....	163
Noyaux de condensation émis par les métaux.....	172
Efficacité relative des ions positifs et négatifs pour la production des phénomènes de condensation de brouillards	175
Théorie de l'action des ions sur la condensation	179
Sursaturation nécessaire au grossissement d'une goutte chargée.....	181
Effet produit sur la condensation par les variations de la tension superficielle en fonction du rayon	183
Différence entre les actions des ions positifs et négatifs sur la condensation	186
CHAPITRE VIII. — Ionisation par les solides incandescents.....	188
Vitesse d'émission des corpuscules s'échappant du métal	198
Relation entre le courant et la différence de potentiel.....	207
Émission d'électricité positive par les métaux chauds.....	213
Effet du gaz sur la valeur de l'émission.....	224
Distribution du potentiel au voisinage d'électrodes incandescentes....	225
CHAPITRE IX. — Ionisation dans les gaz des flammes.....	228
Passage de l'électricité à travers les flammes.....	232
Distribution de l'intensité électrique entre les électrodes.....	232
Conductibilité des gaz renfermant des vapeurs salines.....	236
Conductibilité donnée à la flamme par les sels de différents métaux alcalins dans les mêmes conditions de température, de différence de potentiel et de concentration.....	239
Variation de la conductibilité avec la concentration de la solution....	239

	Pages.
Mobilité des ions.....	240
Force électromotrice transversale produite par un champ magnétique agissant sur une flamme qui transporte un courant.....	244
Courant maximum pouvant être transporté par une vapeur saline...	249
CHAPITRE X. — Ionisation par la lumière. Effets photoélectriques.....	250
Propriétés photoélectriques des gaz.....	252
Effets photoélectriques impliquant une absorption de lumière.....	257
Relation entre la vitesse de déperdition et l'intensité du champ électrique.....	258
Considérations théoriques relatives à la relation entre le courant et l'intensité du champ électrique.....	267
L'effet photoélectrique dépend de l'orientation du plan de polarisation de la lumière.....	279
Influence de la température sur l'effet photoélectrique.....	283
Nature des ions produits par l'action de la lumière ultraviolette sur les métaux.....	286
Fatigue photoélectrique.....	287
Relation entre les effets photoélectriques, la fluorescence et l'ionisation des solutions.....	288
CHAPITRE XI. — Ionisation par les rayons de Röntgen.....	291
Influence de la pression.....	293
Influence de la température du gaz sur l'ionisation.....	294
Ionisation dans différents gaz.....	298
Relation entre l'absorption des rayons par un gaz et l'ionisation qu'ils y produisent.....	301
Rayons de Röntgen secondaires.....	308
Théorie de la radiation secondaire.....	321
CHAPITRE XII. — Rayons émis par les substances radioactives.....	332
Radiation du thorium.....	336
Découverte de l'émanation du thorium.....	337
Radioactivité induite provoquée par l'émanation du thorium.....	340
Durée de la radioactivité induite.....	342
Temps nécessaire à la production de la radioactivité.....	343
Pouvoir pénétrant de la radioactivité induite.....	344
Radioactivité du radium, du thorium, du polonium et de l'actinium..	348
Émanation du radium et radioactivité induite qu'elle provoque.....	351
Poids moléculaire de l'émanation du radium.....	351
Polonium.....	352
Actinium et émanium.....	352
Désintégration atomique.....	352
Propriétés des rayons.....	354
Rayons α	354
Absorption des rayons α par différentes substances.....	365
Ionisation produite par les rayons α dans différents gaz.....	367

	Pages.
Mise en évidence de l'électrisation positive des rayons α et de l'émission par les substances radioactives de particules électrisées négativement et animées de vitesses faibles.....	373
Calcul du coefficient d'absorption des particules cathodiques.....	375
Relation entre le coefficient d'absorption et la densité d'une substance absorbante	382
Absorption de l'énergie cinétique des corpuscules.....	388
Réflexion des rayons cathodiques et des particules β	390
Radiation secondaire des mélanges.....	395
Réflexion des rayons cathodiques produits par une décharge électrique.	397
Dispersion des rayons cathodiques par le gaz à l'intérieur du tube....	404
Rayons γ	405
CHAPITRE XIII. — Pouvoir ionisant des éléments en général.....	411
Variations de l'ionisation à l'intérieur d'un vase clos.....	419
CHAPITRE XIV. — Ionisation due à une action chimique, au barbotage de l'air à travers l'eau et à l'éclaboussement des gouttes.....	421
Électrisation due à une action chimique.....	421
Ionisation produite par l'oxydation du phosphore.....	424
Conductibilité produite par hydratation.....	425
Électrisation produite par le barbotage de l'air dans l'eau et par le rejaillissement des gouttes.....	427
CHAPITRE XV. — Décharge disruptive.....	430
Action de variations rapides du potentiel des pôles sur le passage de la décharge	435
Variations du potentiel explosif avec la longueur d'étincelle et la pression du gaz.....	436
Variation du potentiel explosif avec la pression.....	444
Loi de Paschen.....	451
Différence de potentiel nécessaire pour la production de très courtes étincelles	454
Décharge dans un champ électrique non uniforme.....	460
Potentiel explosif dans différents gaz.....	466
Théorie de la décharge électrique à travers les gaz.....	471
Décharge de l'électricité par les pointes.....	497
Valeur du potentiel minimum.....	498
Relation entre la différence de potentiel et le courant.....	500
Relation entre le courant émis par une pointe et la différence de potentiel entre la pointe et le plan contre lequel la décharge a lieu.....	502
Vent électrique.....	506
Décharge par une pointe dont l'électrisation change rapidement de signe.....	508
Théorie de la décharge par une pointe aiguë.....	509
Différences entre les potentiels minima pour des pointes positives et négatives	510

	Pages.
Pression dans la décharge.....	515
Effets calorifiques produits par les étincelles.....	518
Action d'un champ magnétique sur la décharge.....	521
Aspect des longues étincelles.....	522
CHAPITRE XVI. — Décharge à travers les gaz à basse pression.....	527
Distribution de la force électrique le long de la décharge.....	529
Distribution de la force électrique près de la cathode.....	534
Densité de courant à la cathode.....	538
Distribution de la force électrique dans l'espace sombre et la lumière négative.....	539
Épaisseur de l'espace sombre.....	541
Relation entre l'épaisseur de l'espace sombre et le libre parcours moyen d'un corpuscule.....	545
Désagrégation de la cathode.....	546
Absorption du gaz produite par la décharge.....	551
Espace sombre de Faraday et colonne positive.....	552
Colonne positive.....	554
Relation entre le gradient de potentiel et le courant.....	557
Chute anodique de potentiel.....	557
Nombre d'ions aux divers points de la décharge.....	558
Décharge stratifiée.....	563
Influence des dimensions du tube à décharge.....	566
Influence de la nature du gaz.....	566
Effet produit par un étranglement brusque du tube à décharge.....	567
Distribution de la température le long de la décharge.....	569
Action d'un champ magnétique sur la décharge.....	571
Influence d'une force magnétique sur les stratifications.....	574
Décharge produite par des forces électromotrices de haute fréquence.....	578
Relation entre le courant et la différence de potentiel. Courbes caractéristiques.....	580
CHAPITRE XVII. — Théorie de la décharge à travers les tubes à basse pression.....	584
Conditions pour que la décharge soit lumineuse.....	586
Origine de l'espace sombre.....	588
Cas d'une décharge non stratifiée et d'une colonne positive d'intensité uniforme.....	597
Chute anodique de potentiel.....	597
Influence d'une force magnétique sur la décharge.....	598
Effet produit par une diminution du diamètre du tube.....	600
Entladungstrahlen.....	601
CHAPITRE XVIII. — Arc électrique.....	603
Relation entre la différence de potentiel, la longueur de l'arc et le courant.....	604
Métaux n'entretenant pas l'arc.....	607

	Pages.
Influence de la pression sur la différence de potentiel.....	607
Influence de la nature du gaz sur la différence de potentiel.....	608
Arc sifflant.....	618
Action d'un champ magnétique sur l'arc.....	619
CHAPITRE XIX. — Rayons cathodiques.....	620
Thermoluminescence.....	623
Effets thermiques produits par les rayons.....	626
Effets mécaniques produits par les rayons.....	628
Charge électrique transportée par les rayons cathodiques.....	629
Spectre magnétique des rayons cathodiques.....	631
Trajectoire des rayons dans le tube à décharge.....	632
Répulsion des courants cathodiques.....	635
Rayons canaux ou rayons positifs.....	637
Luminosité produite par les rayons cathodiques et les rayons canaux.....	640
CHAPITRE XX. — Rayons de Röntgen.....	642
Source des rayons.....	643
Vitesse de propagation des rayons de Röntgen.....	644
Diffraction des rayons de Röntgen.....	645
CHAPITRE XXI. — Propriétés des corps chargés en mouvement.....	647
Effet produit par un arrêt brusque d'une particule chargée en mouvement.....	653
Forces magnétiques et électriques ayant pour origine l'accélération du mouvement des particules chargées.....	658
INDEX ALPHABÉTIQUE.....	663
TABLE DES MATIÈRES.....	689

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.